



# Étude des écoulements avec changement de phase : application à l'évaporation directe dans les centrales solaires à concentration

Rémi Dinsenmeyer

## ► To cite this version:

Rémi Dinsenmeyer. Étude des écoulements avec changement de phase : application à l'évaporation directe dans les centrales solaires à concentration. Génie des procédés. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAI001 . tel-01159459

**HAL Id: tel-01159459**

**<https://theses.hal.science/tel-01159459>**

Submitted on 3 Jun 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, énergétique et procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Rémi DINSENMEYER**

Thèse dirigée par **Philippe MARTY** et  
co-encadrée par **Jean-François FOURMIGUÉ**

préparée au sein du **CEA-LITEN, Grenoble**  
dans **l'École Doctorale I-MEP2**

## Étude des écoulements avec changement de phase : application à l'évaporation directe dans les centrales solaires à concentration

Thèse soutenue publiquement le **09 janvier 2015**,  
devant le jury composé de :

**M. Thierry BIBEN**

Professeur (ILM, Lyon), Président du jury

**M. Marc MEDALE**

Professeur (IUSTI, Marseille), Rapporteur

**M. Marc MISCEVIC**

Maître de conférences (LAPLACE, Toulouse), Rapporteur

**M. Rémi REVELLIN**

Maître de conférences (CETHIL, Lyon), Invité

**M. Philippe MARTY**

Professeur (LEGI, Grenoble), Directeur de thèse

**M. Jean-François FOURMIGUÉ**

Ingénieur-chercheur (CEA, Grenoble), Encadrant

**Mme. Nadia CANEY**

Maître de conférences (LEGI, Grenoble), Co-encadrante





# Remerciements

Ces trois années de thèse au CEA de Grenoble, au sein du LETH (Laboratoire des Echangeurs Thermiques) puis du LST (Laboratoire de Stockage Thermique), me laissent un très bon souvenir. Elles m'ont permis d'apprendre beaucoup professionnellement et personnellement, et d'acquérir de nombreuses compétences. J'ai eu la chance de travailler sur un sujet intéressant, dans la très bonne ambiance du bâtiment D4. De nombreuses personnes ont permis cela, et je souhaite les remercier ici.

Tout d'abord un grand merci à Jean-François pour m'avoir encadré. Tu as toujours été disponible pour discuter, tes conseils sur le plan technique et pour la rédaction m'ont été vraiment précieux, tout comme tes encouragements dans les moments de doutes... Ce fut un plaisir de travailler avec toi !

Je remercie chaleureusement Philippe Marty pour avoir dirigé cette thèse, pour ton « sens physique », tes remarques pertinentes et le temps que tu m'as consacré. Merci également à Nadia Caney d'avoir suivi mon travail, pour ta disponibilité pour toutes les questions que je suis venu te poser.

Je tiens à remercier Patrice Tochon et Raphaël Couturier de m'avoir accueilli au sein de leurs laboratoires, et d'avoir mis à disposition les moyens nécessaires à la réalisation de ce travail.

Je souhaite remercier mon jury de thèse pour son regard critique sur mon travail, en commençant par Thierry Biben qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Merci à Marc Miscevic et Marc Medale pour leur travail de rapporteur, pour le temps qu'ils y ont consacré.

Pour les conseils techniques dont j'ai eu besoin en début de thèse, mes pensées vont aux personnes qui m'ont accordé de leur temps alors que celui-ci venait toujours à manquer : Jérôme Bentivoglio, Olivier Soriano, Franck Chiarucci, Amélie Maise, Gérard Martin et Bruno Bador (ton pot de départ fut mémorable !).

Je souhaite également remercier l'ensemble des personnes actuellement et anciennement au laboratoire : la bonne humeur et l'ambiance générale ont fait passer les quelques moments difficiles ! Il y a beaucoup de monde à citer, je pense à Odin Bulliard-Sauret, Arnaud Bruch, Adèle Caron, Matthieu Martinelli, mon compère de bureau Davy Khaophone, Alexandre Deydier, Pierre Garcia, Gregory Cwicklinski, Benjamin Chazelle, Arnaud Miraton, Sophie Molina, Damien Jaffre...

Les anciens thésards Pierre Pardo, Charles-Victor Hemery, Florian Tingaud, Tristan Desrues, Marion Ratel, Arnel Gonda et David Bellard. Et bien sûr tous ceux qui sont passés plus ou moins longuement par le bâtiment D4, mais y ont laissé leur trace : Martin Longeon, Benjamin David, François Rousset, Paul Bonnamy, Fabrice Testa, le couple Djomice Beugre et Baptiste Fassollette, Rémi Bertossi, Clément Magallon, Selma BenSaad et Fiona Soteras... J'en oublie sûrement !

Merci également à tout le personnel du labo, sympa et compétent : Merci à Jérôme Pouvreau pour l'aide que tu m'as apporté et nos discussions, Alain Memponteil, Anton Gruss, Philippe Bandelier, Stéphane Colasson, Nicolas Tauveron, Sébastien Ferrouillat, Patrice Clément, Franck Pra, Mathieu Mariotto, Zoé Minvielle, Sylvie Rougé et Frédéric Ducros. Ce fut un plaisir de travailler avec vous tous ! Merci Monique Sabate pour ta gentillesse et les réponses administratives...

Comme il n'y a pas que le travail dans la vie, et que réussir sa thèse passe aussi par être heureux dans sa vie, je souhaiterais également remercier mes proches : mes parents pour leur soutien, et mes amis de Bretagne et de Grenoble, où qu'ils soient maintenant en France et dans le monde...

Enfin, un grand merci à Pauline pour ces années, ton soutien et pour le reste !





# Table des matières

<b>Remerciements.....</b>	<b>i</b>
<b>Table des matières .....</b>	<b>iii</b>
<b>Nomenclature .....</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I Contexte technologique et scientifique .....</b>	<b>3</b>
I.1 INTRODUCTION .....	5
I.2 L'ENERGIE SOLAIRE THERMODYNAMIQUE .....	5
I.2.1 Présentation.....	5
I.2.2 Les différents types de centrales solaires.....	6
I.2.3 Les fluides caloporteurs.....	8
I.2.4 La génération directe de vapeur.....	9
I.2.5 Des premières études aux centrales de production.....	10
I.2.5.1 Les premiers projets.....	11
I.2.5.2 Installations pour l'étude de l'évaporation directe .....	11
I.2.5.3 Prototypes .....	13
I.2.5.4 Centrales commerciales .....	15
I.2.6 La problématique technologique et scientifique de la génération directe de vapeur .....	17
I.3 CONTEXTE SCIENTIFIQUE DE LA THESE .....	19
I.3.1 Généralités sur les écoulements diphasiques.....	20
I.3.1.1 Régimes et cartes d'écoulement .....	20
I.3.1.2 Pertes de pression.....	23
I.3.1.2.1 Les pertes de pression monophasiques.....	23
I.3.1.2.2 Les pertes de pression diphasiques.....	24
I.3.1.3 Transferts thermiques .....	25
I.3.1.3.1 Le coefficient d'échange convectif monophasique .....	26
I.3.1.3.2 Le coefficient d'échange diphasique.....	26
I.4 OBJECTIFS TECHNOLOGIQUES ET SCIENTIFIQUES .....	28
<b>Chapitre II État de l'art .....</b>	<b>29</b>
II.1 INTRODUCTION .....	31
II.2 ÉTUDES EXPERIMENTALES SUR LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES.....	31
II.2.1 Écoulements adiabatiques à poches et bouchons.....	31
II.2.2 Visualisations des écoulements diphasiques en évaporation.....	35
II.2.2.1 Mini et micro-canaux.....	35
II.2.2.2 Macro-canaux.....	38
II.2.3 Visualisations dans une zone adiabatique .....	42
II.2.4 Conclusion.....	46
II.3 SIMULATION D'ECOULEMENTS DIPHASIQUES .....	47
II.3.1 Ecoulements dispersés.....	47
II.3.1.1 Modèle de mélange.....	47
II.3.1.1.1 Présentation .....	47
II.3.1.1.2 Travaux existants .....	49
II.3.1.1.3 Conclusion .....	54
II.3.1.2 Modèle à deux fluides.....	54
II.3.1.2.1 Présentation .....	54
II.3.1.2.2 Travaux existants .....	54
II.3.1.2.3 Conclusion .....	59
II.3.2 Ecoulements diphasiques à larges interfaces .....	59
II.3.2.1 Présentation du modèle VOF.....	59
II.3.2.2 Simulation d'écoulements adiabatiques à poches et bouchons.....	61

II.3.2.3 Simulation d'écoulements en changement de phase.....	62
II.3.2.4 Conclusion.....	67
II.3.3 Conclusion de l'étude bibliographique sur les écoulements en changement de phase .....	67
<b>Chapitre III Modèle numérique .....</b>	<b>69</b>
III.1 INTRODUCTION.....	71
III.2 TRANSPORT DE L'ENERGIE.....	71
III.2.1 Mise en évidence du problème .....	71
III.2.2 Solution apportée .....	73
III.2.3 Validation.....	75
III.3 TRANSPORT D'UNE TROISIEME PHASE : LA VAPEUR DISPERSEE .....	77
III.3.1 Principe.....	77
III.3.2 Equation de transport .....	78
III.3.3 Calcul de la vitesse relative .....	79
III.3.4 Validation.....	81
III.4 TRANSFERT THERMIQUE ET MASSIQUE A LA PAROI.....	83
III.4.1 Approche utilisée.....	83
III.4.2 Gestion de l'assèchement .....	85
III.4.3 Transfert de masse .....	86
III.5 TRANSFERT DE MASSE A L'INTERFACE.....	86
III.5.1 Détection de l'interface .....	87
III.5.2 Termes sources.....	87
III.5.3 Création des premières bulles de vapeur VOF .....	89
III.6 RECONDENSATION DANS L'ECOULEMENT .....	90
III.7 BILANS DES NOUVEAUX TERMES INTRODUIITS .....	91
III.7.1 Conservation de l'énergie totale .....	91
III.7.2 Conservation de la masse de vapeur dispersée.....	92
III.8 CONCLUSION.....	93
<b>Chapitre IV Simulations d'écoulements diphasiques avec et sans changement de phase .....</b>	<b>95</b>
IV.1 INTRODUCTION .....	97
IV.2 VALIDATION DU MODELE VOF POUR LE REGIME INTERMITTENT ADIABATIQUE.....	97
IV.2.1 Introduction.....	97
IV.2.2 Validation du calcul d'un écoulement stratifié.....	97
IV.2.3 Étude de la transition vers le régime intermittent .....	100
IV.2.3.1 Limite de stabilité .....	100
IV.2.3.2 Validation de la formation de vagues puis de poches.....	103
IV.2.3.3 Validation des fréquences de passage de poches.....	108
IV.2.4 Conclusion.....	111
IV.3 VALIDATION DU MODELE POUR L'EVAPORATION PROGRESSIVE.....	111
IV.3.1 Cas de référence.....	111
IV.3.1.1 Géométrie, maillage et propriétés physiques.....	112
IV.3.1.2 Conditions aux limites .....	114
IV.3.1.3 Discussion sur les pertes du dispositif expérimental .....	115
IV.3.1.4 Méthodes numériques .....	116
IV.3.1.5 Résultats.....	116
IV.3.1.5.1 Simulation du taux de vide.....	116
IV.3.1.5.2 Champ de pression .....	117
IV.3.1.5.3 Champ de température .....	118
IV.3.1.5.4 Évolution temporelle .....	119
IV.3.2 Influence du maillage .....	119
IV.3.2.1 Raffinement du maillage .....	119
IV.3.2.2 Relaxation du maillage.....	122
IV.3.3 Influence des conditions de fonctionnement .....	123
IV.3.4 Effet de la condition de sortie.....	127
IV.3.5 Effet de la tension de surface et de l'angle de contact.....	128
IV.3.6 Conclusion.....	129

IV.4 APPLICATION A LA SIMULATION D'UN TUBE RECEPTEUR DE CENTRALE SOLAIRE.....	130
IV.4.1 Géométrie et maillage .....	130
IV.4.2 Résultats .....	131
IV.4.3 Variation du débit d'entrée.....	134
IV.4.4 Conclusion.....	136
IV.5 CONCLUSION.....	136
<b>Chapitre V Définition et dimensionnement d'un dispositif expérimental de validation.....</b>	<b>139</b>
V.1 INTRODUCTION ET OBJECTIFS DE L'INSTALLATION.....	141
V.2 ARCHITECTURE DU DISPOSITIF .....	141
V.3 CHOIX DU FLUIDE DE TRAVAIL .....	142
V.4 LE CIRCUIT DE REFRIGERANT .....	145
V.5 LE DISPOSITIF DE CHAUFFE.....	146
V.5.1 Solutions envisagées .....	146
V.5.1.1 Dépôt d'Oxyde Transparent Conducteur .....	146
V.5.1.2 Chauffage par Infrarouges .....	148
V.5.1.3 Chauffage par écoulement d'eau autour de la section d'essais.....	148
V.5.2 Dimensionnement fluide .....	150
V.5.3 Distributeur .....	154
V.5.4 Schémas de la section de chauffe.....	156
V.5.5 Dimensionnement thermique .....	158
V.5.5.1 Calcul du coefficient d'échange global .....	158
V.5.5.2 Calcul du coefficient d'échange local : Simulation numérique d'un écoulement autour d'un tube à haut Reynolds .....	160
V.5.5.2.1 Etat de l'art.....	160
V.5.5.2.2 Cas de validation .....	162
V.5.5.2.3 Construction du maillage.....	163
V.5.5.2.4 Résultats .....	167
V.5.5.2.5 Indépendance au maillage .....	168
V.5.5.2.6 Comparaison des modèles de turbulence .....	169
V.5.5.2.7 Effet du confinement .....	172
V.6 CONCLUSION .....	175
<b>Conclusion .....</b>	<b>177</b>
PISTES D'AMELIORATION DU MODELE .....	179
PERSPECTIVES D'UTILISATION .....	180
<b>Références.....</b>	<b>183</b>
<b>Liste des figures et tableaux.....</b>	<b>193</b>
LISTE DES FIGURES.....	193
LISTE DES TABLEAUX .....	199
<b>Résumé.....</b>	<b>200</b>
<b>Abstract .....</b>	<b>200</b>



# Nomenclature

## Alphabet latin

$a$	Accélération	$\text{m.s}^{-2}$
$a_{l0}$	Coefficient	K
$a_{l1}$	Coefficient	$\text{kg.K.J}^{-1}$
$a_{v0}$	Coefficient	K
$a_{v1}$	Coefficient	$\text{kg.K.J}^{-1}$
$A$	Aire, surface, section de passage	$\text{m}^2$
$b$	Coefficient de blocage	-
$c$	Vitesse complexe d'une onde	$\text{m.s}^{-1}$
$C$	Paramètre	-
$C_D$	Coefficient de trainée	-
$Co$	Nombre de Courant	-
$C_p$	Chaleur spécifique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$C_s$	Coefficient dans l'équation de Rohsenow	-
$C_\mu$	Constante	-
$D$	Diamètre	m
$e$	Espacement	m
$E$	Energie	J
$E_f$	Facteur dans la corrélation de Friedel	-
$f$	Coefficient de frottement	-
$f_D$	Fonction de trainée	-
$F_f$	Facteur dans la corrélation de Friedel	-
$Fr$	Nombre de Froude	-
$g$	Accélération de la gravité	$\text{m.s}^{-2}$
$G$	Flux ou vitesse massique	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
$h$	Enthalpie	$\text{J.kg}^{-1}$
$h_{lv}$	Enthalpie de changement de phase	$\text{J.kg}^{-1}$
$H_f$	Facteur dans la corrélation de Friedel	-
$H$	Coefficient d'échange thermique	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$I$	Intensité de la turbulence	%
$J$	Vitesse superficielle	$\text{m.s}^{-1}$
$K$	Coefficient	-
$l$	hauteur	m
$L$	Longueur	m
$m$	Masse	kg
$\dot{m}$	Débit massique	$\text{kg.s}^{-1}$
$Nu$	Nombre de Nusselt	-
$p_n$	Pourcentage	-
$P$	Pression	Pa
$\Delta P$	Perte de pression	Pa
$Pr$	Nombre de Prandtl	-
$Q$	Puissance	W
$R$	Rayon	m
$R_c$	Rayon de courbure	m
$Re$	Nombre de Reynolds	-
$S$	Terme source	$\text{kg.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ ou $\text{W.m}^{-3}$
$t$	Temps	s

$T$	Température	K
$T^+$	Température adimensionnalisée	-
$u^*$	Vitesse de frottement	$\text{m.s}^{-1}$
$v$	Vitesse	$\text{m.s}^{-1}$
$V$	Volume	$\text{m}^3$
$w$	Vitesse axiale	$\text{m.s}^{-1}$
$We$	Nombre de Weber	-
$x$	Titre massique	-
$x_b$	Rapport de débits	-
$x_{th}$	Titre thermodynamique	-
$X$	Paramètre de Martinelli	-
$y$	Distance à la paroi	m
$y^+$	Distance à la paroi adimensionnalisée	-
$Y$	Paramètre adimensionnel	-
$z$	Position axiale	m
$Z_L^*$	Hauteur adimensionnelle	-

### Alphabet grec

$\alpha$ ou $\alpha_v$	Taux de vide (taux de présence de la vapeur)	-
$\alpha_l$	Taux de présence du liquide	-
$\beta$	Coefficient	-
$\Delta$	Différence	-
$\eta$	Hauteur d'une perturbation	-
$\varphi$	Flux de chaleur	$\text{W/m}^2$
$\Phi$	Scalaire passif	-
$\Phi^2$	Multiplicateur diphasique	-
$\Gamma$	Coefficient de diffusion	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\kappa$	Nombre d'onde	$\text{m}^{-1}$
$\lambda$	Conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	Pa.s
$\rho$	Masse volumique	$\text{kg.m}^{-3}$
$\sigma$	Tension superficielle	N/m
$\theta$	Angle	°

### Indices et exposants

<i>1ere maille</i>	relatif à la maille adjacente à la paroi
<i>acc</i>	accélération
<i>adim</i>	adimensionnalisé
<i>b</i>	relatif à une bulle
<i>c</i>	cellule
<i>cell</i>	relatif à une cellule
<i>cond</i>	condensation
<i>conv</i>	convectif
<i>corr</i>	corrigé
<i>coude</i>	faisant référence à un coude
<i>crit</i>	critique
<i>d</i>	relatif à la vapeur dispersée
<i>D</i>	Relatif au diamètre

---

<i>diph</i>	diphasique
<i>distrib</i>	lié au distributeur
<i>dr</i>	drift (dérive)
<i>e</i>	entrée
<i>eau</i>	relatif à l'eau
<i>eb</i>	ébullition
<i>eff</i>	effectif
<i>ext</i>	extérieur
<i>E</i>	relatif à l'équation de conservation de l'énergie
<i>eq</i>	équilibre
<i>entrée</i>	relatif à l'entrée
<i>evap</i>	évaporation
<i>face</i>	relatif à une face
<i>fluide</i>	relatif au fluide
<i>frott</i>	frottement
<i>g</i>	relatif au gaz
<i>grav</i>	gravitaire
<i>h</i>	homogène
<i>H</i>	hydraulique
<i>I</i>	imaginaire
<i>int</i>	intérieur
<i>interf</i>	lié à l'interface
<i>l</i>	relatif au liquide
<i>lim</i>	limite
<i>LO</i>	tout liquide (liquid only)
<i>loc</i>	local
<i>m</i>	relatif au mélange
<i>moy</i>	moyen
<i>M</i>	relatif à l'équation de conservation de masse de la vapeur dispersée
<i>max</i>	maximum
<i>monoph</i>	monophasique
<i>nb</i>	ébullition nucléée
<i>nuc</i>	nucléé
<i>p ou paroi</i>	relatif à la paroi
<i>pertes</i>	relatif aux pertes
<i>pompe</i>	relatif à la pompe
<i>quench</i>	remouillage (quenching)
<i>recond</i>	recondensation
<i>ref</i>	de référence
<i>rel</i>	relative
<i>R</i>	réel
<i>s</i>	relatif au solide
<i>sat</i>	saturation
<i>sortie</i>	relatif à la sortie
<i>t</i>	turbulent
<i>t ou trou</i>	relatif à un trou
<i>théo</i>	théorique
<i>tube</i>	relatif au tube
<i>v</i>	relatif à la vapeur
<i>vol</i>	volumique
<i>VO</i>	tout vapeur (vapor only)
<i>tot</i>	total

---





# Introduction

Le XXème siècle a connu des évolutions industrielles et technologiques majeures : l'exploitation de la machine à vapeur a permis une augmentation considérable des moyens de production et facilité les déplacements, l'accès à l'électricité a révolutionné notre vie pour de nombreux aspects, et le développement des télécommunications a permis de rapprocher ceux que la distance éloigne. Même s'il est sûrement trop tôt pour le dire, le XXIème siècle sera peut-être celui de la révolution numérique amorcée dans les années 2000 et que nous sommes en train de vivre. Cependant tous ces équipements, que nous considérons maintenant comme indispensables à notre quotidien, nécessitent une source d'énergie, le plus souvent électrique, ce qui fait de la production et de la gestion de cette énergie l'un des enjeux majeurs du siècle à venir.

Depuis les chocs pétroliers de 1973 et 1979, et les catastrophes nucléaires qui sont survenues ces trente dernières années, les énergies renouvelables deviennent des sources d'énergie intéressantes comme alternative au pétrole et au nucléaire. De nombreuses pistes sont actuellement en développement, comme l'exploitation de l'énergie du vent, de la marée ou du soleil.

Actuellement, l'énergie solaire peut être exploitée de deux façons différentes : l'effet photovoltaïque permet, grâce à des panneaux composés de semi-conducteurs, de transformer directement le rayonnement solaire en électricité. La deuxième méthode, moins connue par le grand public, consiste à exploiter la chaleur du rayonnement solaire afin de la transformer en électricité. Pour cela, le moyen le plus simple est de concentrer les rayons à l'aide de miroirs, afin de chauffer un fluide (air ou vapeur) à haute température, ce qui va permettre d'actionner une turbine couplée à un générateur d'électricité : il s'agit de l'énergie solaire thermodynamique à concentration.

Bien que les rendements finaux de ces deux méthodes soient similaires (de l'ordre de 20%), le principal intérêt du solaire thermodynamique est son couplage avec un système de stockage de chaleur, permettant d'assurer une production d'électricité de façon continue, de nuit ou lors de passages nuageux.

Développé depuis les années 1980, le solaire thermodynamique commence à être exploité à l'échelle industrielle. Cependant de nombreuses voies d'améliorations technologiques restent ouvertes. Dans la majorité des centrales commerciales actuellement en fonctionnement, le rayonnement solaire permet de chauffer un fluide à haute température, puis par le biais d'un échangeur de chaleur de la céder à un autre fluide adapté à faire tourner une turbine (de l'air ou de la vapeur d'eau). Dans une optique de réduction des coûts, une piste est l'utilisation d'un seul circuit d'eau sous pression : sous forme liquide au début du cycle, elle est transformée en vapeur par le rayonnement solaire concentré, et est directement utilisée pour faire tourner une turbine. L'écoulement diphasique dans le tube lors de la production de vapeur est un phénomène beaucoup étudié mais complexe, et va faire l'objet de ce travail de thèse.

Le chapitre I est une introduction à l'énergie solaire thermodynamique, ainsi qu'au contexte scientifique de cette étude. Les différents types de centrales seront présentés, et le principe de la génération directe de vapeur, sera décrit plus en détail. Les problématiques scientifiques associées à la compréhension de l'écoulement en évaporation dans le tube récepteur du rayonnement solaire concentré seront présentées, au travers de généralités sur les écoulements diphasiques.

L'objectif du chapitre II est de présenter une revue de la littérature concernant l'étude des écoulements horizontaux en évaporation, tant du point de vue expérimental que numérique. Le sujet présente de fortes similarités avec les problématiques rencontrées dans l'industrie du nucléaire. Cependant dans ce domaine les écoulements sont principalement verticaux, ce qui n'est pas le cas des écoulements que nous étudions.

L'étude bibliographique met en évidence le manque de travaux sur l'étude de l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation d'un liquide en configuration horizontale.

Afin de mieux comprendre cette évolution, un modèle est développé et présenté dans le chapitre III. Le but est de pouvoir simuler le comportement d'un fluide en train de s'évaporer, depuis son état liquide en entrée du tube jusqu'à la présence de larges poches de vapeur. Pour cela un modèle est conçu et introduit dans un logiciel de simulation de mécanique des fluides (ou CFD, pour Computational Fluid Dynamics) utilisant la méthode des volumes finis. Afin de conserver un temps de calcul raisonnable, compatible avec des études industrielles, les fines bulles créées en paroi ne sont pas simulées individuellement mais sont modélisées par l'introduction d'un nouveau scalaire représentant la vapeur dispersée dans le liquide. Cette vapeur dispersée est transportée dans le liquide, avant de venir s'ajouter aux larges structures de vapeur déjà existantes.

Dans le chapitre IV, le modèle sera confronté aux données expérimentales issues de la littérature, d'abord dans sa version adiabatique (sans apport de chaleur) pour le régime complexe des écoulements intermittents, puis lors de l'évaporation du fluide sous l'effet d'un flux de chaleur. Différentes conditions d'entrée seront testées, afin d'analyser la sensibilité du modèle. Puis un calcul sur un tube récepteur de centrale solaire sera réalisé afin d'appliquer le modèle à un cas réel.

Dans le dernier chapitre sera présentée une proposition d'installation expérimentale pouvant permettre de valider au mieux nos calculs numériques. Après avoir étudié différentes possibilités permettant de chauffer un écoulement tout en le visualisant, la méthode qui nous a semblé la plus adéquate sera détaillée. Les différents éléments composant le dispositif seront dimensionnés, avec une attention particulière portée à l'échange thermique entre le fluide chauffant et le tube où se fait l'évaporation. Cette partie va faire l'objet d'une étude numérique poussée afin de pouvoir connaître la distribution du flux de chaleur sur la circonférence du tube.

# Chapitre I

**Contexte technologique et scientifique**

---



## I.1 Introduction

Dans un contexte de raréfaction des sources d'énergies fossiles, il devient nécessaire de développer des sources alternatives. L'utilisation de la chaleur solaire pour produire indirectement de l'électricité est beaucoup moins développée que celle mettant en œuvre l'effet photovoltaïque. Cette technologie dite solaire thermodynamique à concentration existe depuis les années 1980 et est encore aujourd'hui en plein développement.

Le principe de cette technologie va tout d'abord être présenté, ainsi que quelques réalisations existantes dans le monde. Une évolution de la technologie pouvant permettre la baisse des coûts, appelée génération directe de vapeur, va également être introduite. Ce saut technologique, permettant la production de vapeur directement par la concentration du rayonnement solaire, induit directement des écoulements eau-vapeur parfois difficiles à maîtriser, qui vont faire l'objet de notre recherche scientifique.

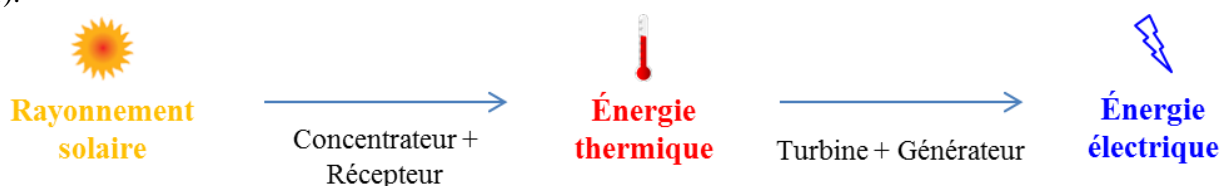
Ces écoulements posent encore aujourd'hui des problèmes dans leur compréhension et leur modélisation, rendant leur gestion difficile. Le dimensionnement de systèmes réels, contenant des écoulements diphasiques, est plus complexe que ceux impliquant des flux de liquide ou de vapeur seuls.

Du fait des points de fonctionnement à haute pression et haute température des centrales solaires étudiées, la visualisation de l'écoulement est impossible directement, aussi il serait intéressant d'avoir accès à un outil de modélisation permettant de comprendre la structure de l'écoulement diphasique et de simuler les échanges thermiques associés.

## I.2 L'énergie solaire thermodynamique

### I.2.1 Présentation

Le principe de l'énergie solaire thermodynamique consiste à utiliser le rayonnement du soleil en le concentrant afin de le transformer en énergie utilisable. Les technologies de concentration solaire utilisent des miroirs qui concentrent les radiations solaires pour porter à haute température un fluide caloporteur. Ce fluide peut ensuite être utilisé pour la génération d'électricité au moyen d'un cycle thermodynamique (Figure I-1).



**Figure I-1.** Principe de l'énergie solaire thermodynamique

Un des intérêts de l'énergie solaire thermodynamique par rapport à l'énergie éolienne ou photovoltaïque est l'utilisation de systèmes de stockage de chaleur (par voie latente, sensible ou thermochimique) ou d'hybridation avec d'autres sources énergétiques (gaz naturel, biomasse, etc.).

Le rayonnement est concentré puis transformé en chaleur par des systèmes ponctuels ou linéaires. La concentration optique se fait au moyen de miroirs, le but étant de fournir une intensité lumineuse plus importante sur le récepteur. Ainsi les systèmes à concentration peuvent atteindre des températures élevées de l'ordre de 500°C, ce qui permet d'augmenter le rendement des cycles thermodynamiques utilisés.

### I.2.2 Les différents types de centrales solaires

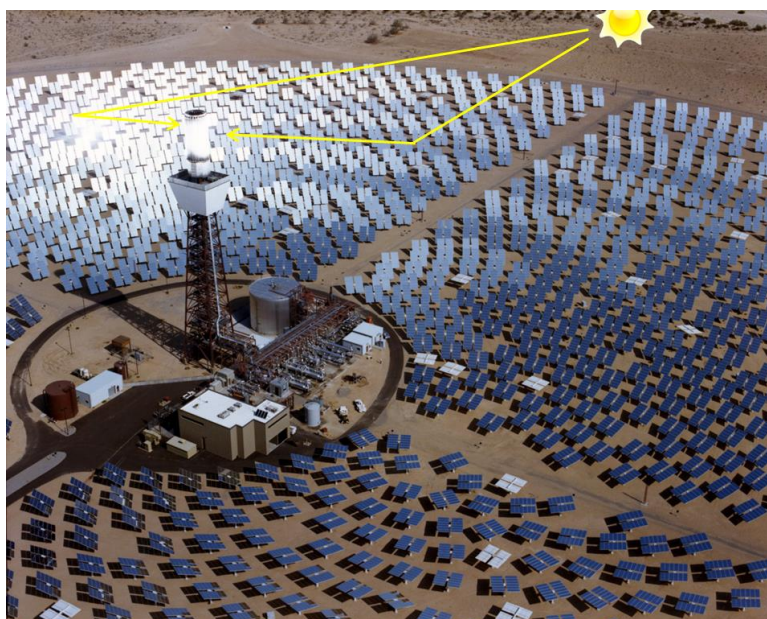
Plusieurs types de centrales solaires à concentration se démarquent, et se différencient par leur façon de concentrer la lumière sur le récepteur. La concentration peut se faire de façon ponctuelle ou linéaire.

Le premier type est le *concentrateur parabolique* (Figure I-2). Ce système de concentration ponctuel est celui qui concentre le plus la lumière (entre 5000 et 10000 fois) et qui permet donc d'atteindre les températures les plus élevées. Il nécessite un suivi du soleil par le concentrateur et le récepteur grâce à un « héliostat » (système automatique de suivi) sur 2 axes. Il n'existe cependant pas de centrale de ce type actuellement en fonctionnement commercial.



**Figure I-2.** Principe d'un concentrateur parabolique (Photo : Stirling Energy Systems)

Les *centrales solaires à tour* représentent la seconde catégorie de concentrateur ponctuel (Figure I-3). Le principe est de concentrer le rayonnement sur un point central (le sommet de la tour) grâce à des héliostats 2 axes. Cependant cette solution est plus simple que la précédente car le récepteur thermique (souvent coûteux) est centralisé, et cela nécessite donc moins de tuyauteries et systèmes hydrauliques. Le facteur de concentration est en général compris entre 200 et 1000.

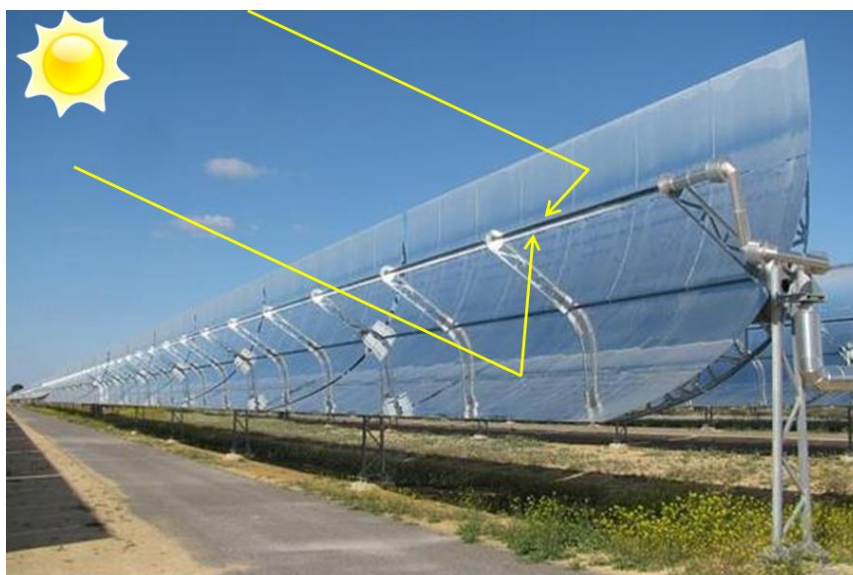


**Figure I-3.** Principe d'un récepteur central à tour (Photo : Solar Two, U.S. Department of Energy)



Le rayonnement solaire peut aussi se concentrer de façon linéaire, sur des tubes. Les *centrales solaires cylindro-paraboliques* utilisent pour cela des miroirs semi-cylindriques pour concentrer le rayonnement sur un tuyau récepteur (Figure I-4). Par conséquent, ce type de miroir ne nécessite qu'un seul axe pour suivre le soleil mais concentre également moins le rayonnement (facteur de concentration de l'ordre de 80, pour des températures de fonctionnement d'environ 400°C) [1-3].

Le système cylindro-parabolique est aujourd'hui le système le plus éprouvé, car malgré ses plus faibles rendements, il est aussi celui qui possède le plus faible coût d'investissement [1]. Plusieurs générations de ces centrales sont installées aux Etats-Unis dans le désert de Californie à Kramer Junction, pour une puissance totale de 354 MWth (correspondant à environ 75 MWe).



**Figure I-4.** Principe d'un récepteur cylindro-parabolique (Photo : Valle 1 et 2, Torresol Energy)

Une variante du système cylindro-parabolique peut être obtenue en faisant le choix de sacrifier une partie de la focalisation en adoptant le *système des miroirs de Fresnel* (Figure I-5).



**Figure I-5.** Principe d'une centrale solaire à miroirs de Fresnel (Photo : Kimberlina, Areva Solar)

En effet un facteur de coût important dans la technologie des concentrateurs cylindro-paraboliques est la mise en forme du verre pour obtenir la forme parabolique requise. Dans les centrales solaires à miroirs de Fresnel, la parabole est reconstituée à l'aide de miroirs très peu incurvés dont l'inclinaison sera réglée en fonction de la position du soleil. Un second étage de réflexion secondaire est parfois ajouté afin de rediriger



le rayonnement vers le tube récepteur. Cette focalisation est plus simple que la précédente, plus facile à monter, moins coûteuse, mais le rendement est également un peu réduit.

Le bloc de conversion de l'énergie diffère en fonction des applications, mais la majorité des systèmes est basée sur le cycle de Rankine et utilise des turbines à vapeur. Si le fluide caloporteur n'est pas directement de l'eau, un échangeur de chaleur est ajouté au circuit, par exemple pour transférer la chaleur du circuit primaire (huile) au circuit secondaire (eau) qui lui, est connecté à la turbine.

Enfin, il est possible de coupler à la centrale solaire un système de stockage de l'énergie. Le stockage peut permettre de produire de l'électricité en continu (pendant des périodes nuageuses, ou pendant la nuit), de gérer les pics de production et d'adapter la production à la demande. La chaleur devant être stockée est alors transférée à un matériau, et peut être restituée selon la demande.

Le stockage sensible liquide est la technologie la plus aboutie à ce jour, et la seule utilisée industriellement (on peut citer notamment la centrale solaire à tour Gemasolar récemment construite en Espagne). Deux réservoirs de sels fondus sont utilisés (technologie "two-tanks"), le sel froid étant chauffé par la tour puis transporté et stocké dans le réservoir "chaud". En mode décharge, le sel chaud est transporté en sens inverse dans le réservoir "froid", restituant sa chaleur et permettant une production d'électricité 24h/24.



**Figure I-6.** Les deux réservoirs de stockage de la centrale Gemasolar.

Le stockage latent utilise le phénomène du changement de phase (souvent solide-liquide du fait de la faible variation de volume). L'énergie thermique en surplus sert à faire fondre un solide (un sel ou une paraffine), contenu dans un réservoir. La fonte du solide permet de restituer l'énergie stockée.

Enfin, le principe du stockage thermochimique est de séparer un réactif chimique en deux constituants par apport de chaleur (par exemple en le déshydratant). Il suffit alors de remettre les deux produits de réaction en présence pour créer le réactif initial et de la chaleur.

### I.2.3 Les fluides caloporteurs

Différents fluides peuvent être utilisés pour transporter la chaleur du récepteur où les rayonnements sont concentrés, jusqu'à l'échangeur permettant sa transformation. Le choix de ce fluide dit "caloporteur" dépend de la technologie de concentration utilisée.

Le Tableau I-1 regroupe les fluides caloporteurs majoritairement utilisés pour des centrales solaires à concentration de grande taille, produisant de l'électricité (de petits prototypes peuvent utiliser d'autres fluides, notamment pour la production de chaleur seule ou en cogénération).

Technologie	Fluide caloporteur	Exemples
Tour solaire	Sels fondus	- Gemasolar en Espagne (Torresol Energy) - Crescent Dunes dans le Nevada (SolarReserve)
	Eau	- PS10 et PS20 en Espagne (Abengoa Solar) - Ivanpah en Californie (Brightsource, NRG, Google)
Cylindro-parabolique	Huile (majoritairement)	- SEGS en Californie (NextEra Energy Resources) - Shams I aux Émirats arabes unis (Shams Power Company)
	Eau	- TSE-1 en Thaïlande (Solarlite)
Fresnel	Eau (majoritairement)	- PE1 en Espagne (Novatec Solar) - Kimberlina en Californie (Areva Solar)

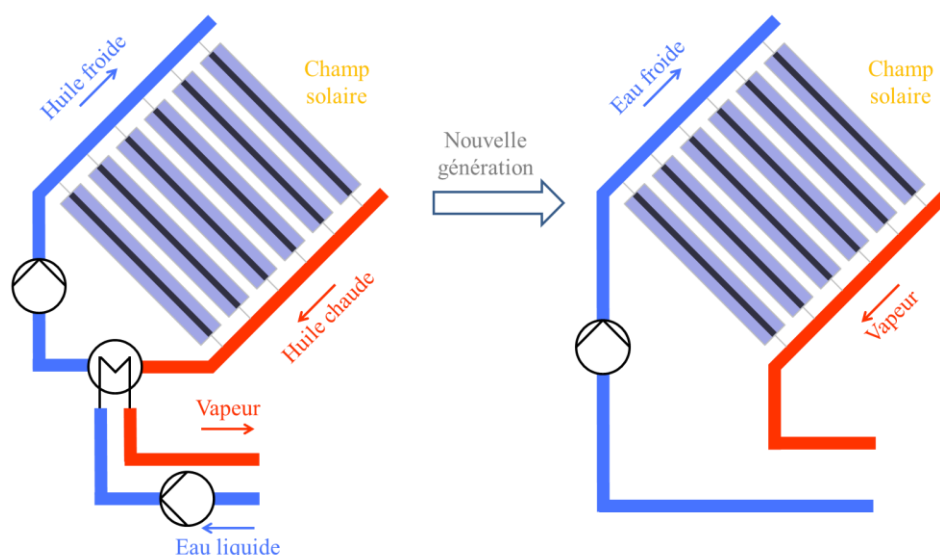
**Tableau I-1.** Fluides caloporteurs utilisés par les différentes technologies de centrales solaires à concentration, pour des centrales de grande taille produisant de l'électricité.

Les trois fluides caloporteurs principaux sont les sels fondus, l'huile et l'eau. Les sels fondus se retrouvent principalement dans les centrales à tour. Les centrales solaires cylindro-paraboliques fonctionnent majoritairement en huile thermique, même si certaines commencent à utiliser de l'eau. Les centrales solaires à miroirs de Fresnel utilisent principalement de l'eau en évaporation directe dans le récepteur (voir la section suivante).

#### I.2.4 La génération directe de vapeur

La plupart des centrales à concentration linéaires actuelles fonctionnent avec un circuit primaire et un circuit secondaire. C'est en effet la technologie historique, mais également la plus aboutie.

Un fluide caloporteur (par exemple de l'huile thermique) est chauffé par le champ solaire, puis celui-ci échange avec un circuit secondaire chargé de la production électrique. Plus récemment, la voie de la génération directe de vapeur (ou DSG pour *Direct Steam Generation*) a été explorée. Elle consiste en l'utilisation de l'eau en tant que fluide caloporteur, et la production de vapeur sans l'utilisation d'un fluide caloporteur intermédiaire (Figure I-7).

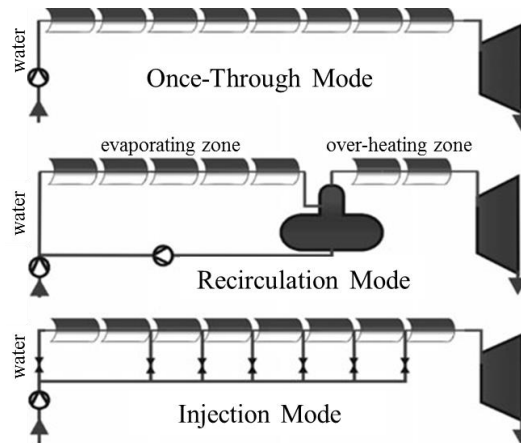


**Figure I-7.** A gauche, centrale avec un circuit primaire et un circuit secondaire.  
A droite, centrale à génération directe de vapeur

Dans ce cas le fluide passant dans le champ solaire est de l'eau à haute pression (de l'ordre de 80 à 100 bar). La transition vers cette technologie, éliminant les échangeurs thermiques et supprimant le besoin d'huile thermique (qui a besoin d'être remplacée régulièrement), peut permettre de réduire les coûts. De plus, l'utilisation de l'évaporation directe de l'eau élimine les risques d'incendie et de pollution dus à l'utilisation de l'huile et permet de travailler à plus de 400°C sans risque d'endommager l'huile synthétique. En effet, l'huile

thermique possède une limite maximum de température en raison de sa stabilité chimique, et cela implique donc directement une limite supérieure sur les températures dans le cycle de Rankine utilisé dans les turbines. L'efficacité des cycles de Rankine est grandement améliorée quand la température maximale disponible est augmentée. Or l'eau ne possède pas cette limite de température, ce qui peut aider dans l'amélioration de l'efficacité du système solaire thermique.

Trois principales conceptions du champ solaire pour la génération directe de vapeur ont été étudiées [4;5] (Figure I-8).



**Figure I-8.** Modes de fonctionnement des centrales solaires à génération directe de vapeur, proposés par Eck *et al.* [4]

L'ébullition directe en mode "cycle ouvert" ("once through") est celle qui vient à l'esprit en premier lorsque l'on s'intéresse à la génération directe de vapeur. Le concept est en effet simple : de l'eau entre sous-refroidie dans le récepteur, est chauffée jusqu'à la température de saturation, évaporée puis surchauffée dans la même boucle fluide. C'est la méthode la moins coûteuse, possédant un bon rendement, mais elle souffre de sa difficulté à gérer les transitoires dus aux passages de nuage au-dessus de la centrale, et est donc instable et difficile à piloter.

Le mode de recirculation fonctionne avec deux circuits fluides : le premier pour la préchauffe et l'évaporation, le second pour la surchauffe de la vapeur. Ils sont couplés par un séparateur liquide-vapeur, le liquide étant réinjecté à l'entrée du premier circuit, la vapeur allant à la surchauffe. Ce mode évite ainsi les problèmes d'assèchement du tube en assurant un débit de liquide toujours suffisamment important dans la zone d'évaporation. Il s'agit d'un mode de fonctionnement très robuste, permettant d'amortir les transitoires grâce au séparateur, et il est utilisé actuellement dans les centrales commerciales [5].

Enfin le dernier concept de fonctionnement est le mode d'injections multiples, il consiste en un apport de liquide en entrée de plusieurs zones de récepteur, ce qui permet un bon contrôle de la température de sortie du champ solaire. Cependant les études sur ce mode ont montré que l'investissement important qu'il nécessite (dû aux tuyauteries et aux systèmes d'injection) n'est pas compensé par des avantages significatifs en terme de contrôle [5].

Le mode de recirculation étant celui le plus utilisé actuellement, il va être étudié ici. Cela implique que l'assèchement dans le tube récepteur n'est pas un phénomène prépondérant, et que le titre visé en fin de zone d'évaporation sera fixé entre 0,6 et 0,8 (voir le chapitre IV).

### I.2.5 Des premières études aux centrales de production

La technologie de la génération directe de vapeur est prometteuse, notamment du fait de la réduction des coûts de production d'électricité espérée. Cependant elle est également assez récente, les premières centrales solaires ayant été construites sur la base d'un circuit primaire contenant un fluide caloporteur monophasique. Mais aujourd'hui commencent à apparaître des exploitations à l'échelle préindustrielle voire industrielle. Un bref historique de la génération directe de vapeur va être présenté.

### 1.2.5.1 Les premiers projets

Avec l'arrivée des chocs pétroliers de 1973 et 1979 se pose la question des sources d'énergies alternatives. C'est dans ce cadre que le CNRS et EDF démarrent dans un projet de centrale solaire à tour, la plateforme THEMIS, inaugurée à Targassonne en 1983 par EDF. En Europe, des instituts de recherche espagnols et allemands comme le CIEMAT (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas) et le DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) se lancent dans l'étude de l'énergie solaire thermodynamique à concentration avec la construction de la Plataforma Solar de Almería (PSA) qui abrite de nombreux projets liés à l'énergie solaire, encore en activité.

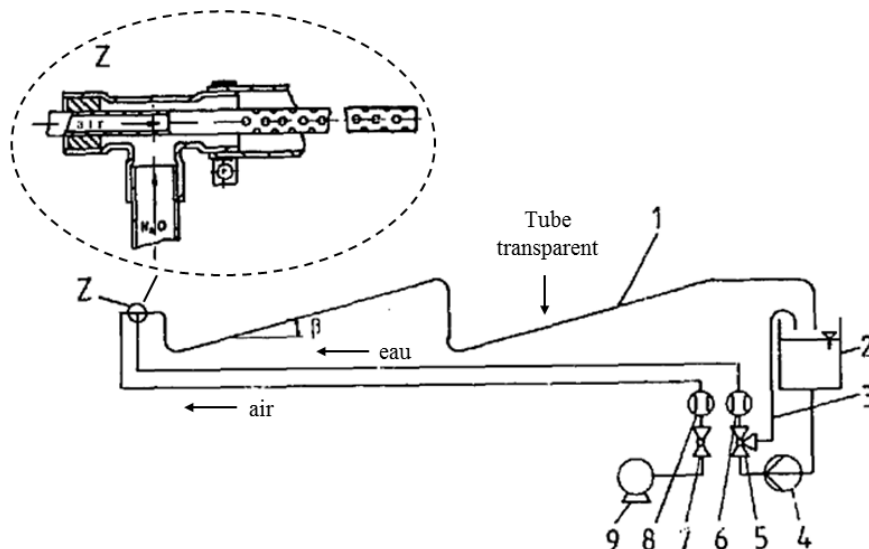
En 1982, l'institut américain SERI (Solar Energy Research Institute) s'est penché sur la comparaison des différentes technologies de centrales solaires et les instabilités rencontrées dans les centrales à évaporation directe [6;7]. Aussi, ce travail ainsi que les résultats encourageants obtenus par Taitel et Dukler sur les écoulements eau-vapeur dans des tubes [8] ont incité Luz à lancer en 1988 un programme de recherche et développement sur l'évaporation directe dans les tubes récepteurs de centrales solaire, nommé ATS (Advanced Trough System). La recherche n'a pas pu être poursuivie par Luz pour cause de faillite en 1991, mais en 1992, les centres de recherche CIEMAT et DLR compilent les recherches faites par Luz dans ce domaine [9]. Depuis, plusieurs projets expérimentaux ont vu le jour en Europe pour étudier les phénomènes diphasiques liés à l'évaporation directe, et étudier la faisabilité et le dimensionnement de centrales solaires à évaporation directe. Ces projets sont soutenus par des groupes allemands et espagnols principalement. Les plus connus se nomment HIPRESS, GUDE, PRODISS, ARDISS, STEM [10].

### 1.2.5.2 Installations pour l'étude de l'évaporation directe

Plusieurs projets de recherche ont été menés dans les années 80 pour l'étude de l'évaporation directe dans les tubes récepteurs de centrales solaires thermodynamiques. Cependant pour la plupart de ces projets, les résultats ne font pas l'objet de publications mais plutôt de rapports internes, c'est pourquoi il est difficile d'obtenir des résultats techniques.

Dans le cadre du projet HIPRESS, deux installations ont été développées au Centre de l'énergie solaire et de la recherche sur l'hydrogène de Stuttgart (ZSW, Zentrum für Sonnenenergie- und Wasserstoff-Forschung) pour l'étude des écoulements diphasiques [11;12].

La première est une section de visualisation adiabatique à pression atmosphérique, composée de deux tubes de plexiglas inclinés, de 2,7 m de long chacun et de diamètre interne 40 mm, reliés par un tube de plastique transparent souple.



**Figure I-9.** Schéma de l'installation adiabatique du projet HIPRESS [11]

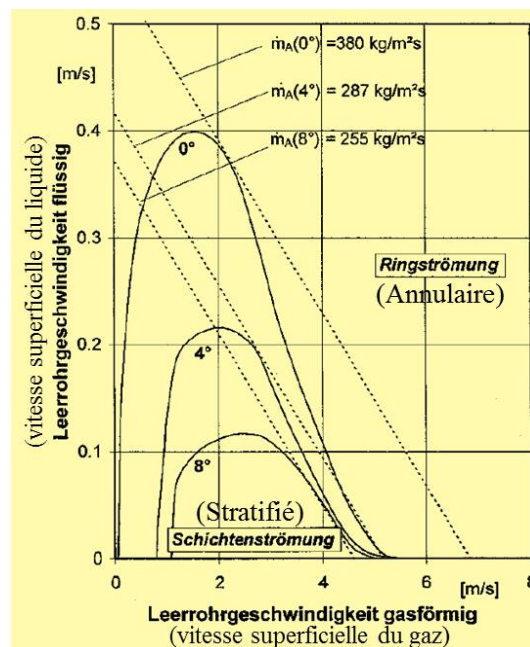
Un mélange d'eau et d'air est introduit à l'entrée de la section et les régimes d'écoulement sont visualisés directement. Le débit maximum est de 60 kg/m<sup>2</sup>s et le titre massique maximum est de 0,1 kg d'air pour 1 kg

d'eau. Le but de cette maquette était d'avoir un premier aperçu des régimes d'écoulement, et notamment de vérifier si une inclinaison du tube diminuait la zone correspondant au régime stratifié et favorisait le régime annulaire pour un meilleur échange thermique.

La maquette principale est quant à elle réalisée pour correspondre aux conditions réelles rencontrées dans les centrales solaires à concentration. Le tube mesure environ 12 m de long et est chauffé à un flux maximum de 40 kW/m<sup>2</sup> sur une longueur de 10 m, son diamètre interne est de 25 mm et il est incliné de 8° par rapport à l'horizontale. Un mélange d'eau-vapeur à une pression maximale de 160 bar et une température maximale de 450°C peut être obtenu dans la section d'essai. Le titre peut varier de 0 à 1 et le débit massique maximum est de 350 kg/h.

L'installation étant sous pression, la visualisation directe à travers la paroi du tube est impossible. Afin d'avoir une observation des régimes d'écoulement, une mesure par densitomètre à rayons gamma est effectuée : des rayons gamma traversent le tube et le mélange diphasique et arrivent dans un capteur. Les rayons gamma sont plus absorbés par l'eau liquide que par l'eau vapeur. Le rayon reçu par le capteur opposé est donc l'image d'une densité moyenne, et une combinaison de plusieurs capteurs permet de remonter à la configuration d'écoulement dans le tube [12].

Une carte d'écoulement expérimentale a été établie pour des inclinaisons de 0°, 4° et 8° (Figure I-10).



**Figure I-10.** Carte d'écoulement de l'installation HIPRESS, à une pression de 100 bar, pour un diamètre de 23,4 mm et un flux imposé de 30 kW/m<sup>2</sup> [13]

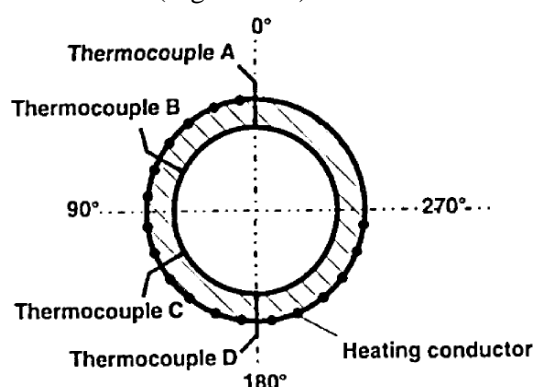
Elle montre que l'inclinaison du tube évaporateur permet de réduire la zone d'écoulement stratifié au profit du régime annulaire. Les travaux en rapport à ce projet ne sont cependant pas disponibles facilement, et les quelques résultats publiés sont peu exploitables [12;14].

Le projet GUDE a été mené en parallèle au projet HIPRESS, et regroupe principalement Siemens/KWU et le DLR. Des tests conjoints ont été menés sur la "Benson Test Rig", une installation expérimentale permettant de reproduire les conditions de fonctionnement d'un tube absorbeur de centrale solaire. La section d'essais fait une longueur de 30 m. Les principaux paramètres de cette installation sont résumés dans le tableau suivant :

Diamètre interne du tube	<i>mm</i>	50, 65, 85
Pression	<i>bar</i>	30, 60, 100
Flux massique dans le tube absorbeur	<i>kg/m<sup>2</sup>s</i>	50 – 500
Flux de chaleur sur la face interne	<i>kW/m<sup>2</sup></i>	19, 37, 56, 75
Intensité de l'irradiation solaire	%	25, 50, 75 (nominal), 100
Profil de chauffe	-	de côté / par-dessous matin ou soir / midi
Titre en entrée de tube	%	0 – 100
Température d'injection d'eau	<i>K</i>	$T_{\text{sat}}$ , $T_{\text{sat}} - 30\text{K}$ , $T_{\text{sat}} + 14\text{K}$
Type d'injection d'eau	-	cône creux, cône plein, pas de cône
Distance d'injection simulée	<i>m</i>	10, 30, 60

**Tableau I-2.** Paramètres de fonctionnement de la "Benson Test Rig" [15]

Encore une fois peu de résultats ont été publiés dans la littérature scientifique, mais plutôt dans des rapports internes [16]. Des expériences de chauffage non-homogène (par le côté ou le dessous) ont été menées sur cette installation pour simuler un rayonnement solaire n'arrivant que d'un côté du tube absorbeur. Le tube en métal est doté de cordons chauffants sur les trois quarts de sa surface extérieure, pouvant être activés séparément afin de reproduire le flux solaire (Figure I-11).

**Figure I-11.** Vue en coupe du tube de l'installation Benson, disposition des cordons chauffants [15]

Il a été trouvé que le transfert de chaleur dans le tube dépend principalement des paramètres locaux (le flux massique, le titre de vapeur et le flux thermique), mais moins des paramètres d'injection (température, type et espacement). Le profil du flux de chaleur influe cependant beaucoup sur la température des matériaux du tube : celle-ci est beaucoup plus importante pour un chauffage par le côté que pour un chauffage par le dessous. Quelques résultats concernant principalement des températures de paroi sont disponibles mais restent très qualitatifs, et donc difficilement exploitables [15].

Des études préliminaires au projet DISS (voir section suivante) ont été réalisées avec le programme PRODISS. Elles ont notamment permis l'étude des écoulements à l'intérieur du récepteur [5;17].

Des installations comme celles présentées ci-dessus ont été les premières étapes vers des prototypes de démonstration grandeur nature afin de prouver la faisabilité de l'évaporation directe.

### 1.2.5.3 Prototypes

Au vu des bons résultats obtenus par les projets de recherche sur l'évaporation directe, les centres de recherche allemand (DLR) et espagnol (CIEMAT) lancent en 1996 le projet DISS (DIrect Solar Steam). Le but de ce projet est de construire un prototype de centrale solaire à évaporation directe basée sur la technologie des miroirs cylindro-paraboliques. Un schéma de l'installation est présenté sur la Figure I-12.



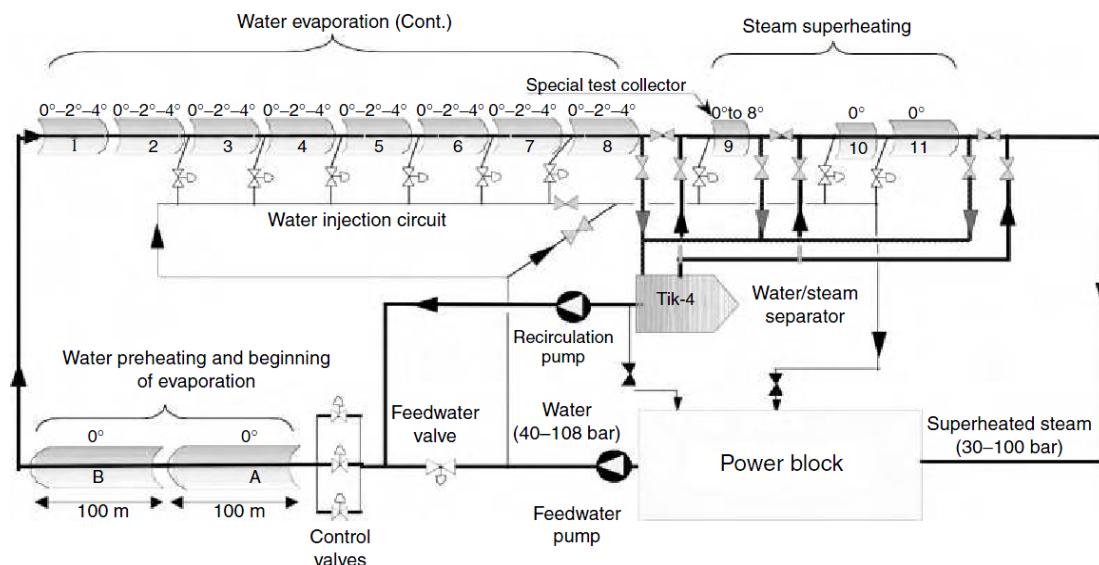


Figure I-12. Schéma de l'installation DISS [18]

L'installation se compose de 11 concentrateurs (9 de 48 m de longueur et 2 de 24 m) inclinés de 0 à 4° par rapport à l'horizontale (plusieurs inclinaisons ont été testées). Ils sont montés en série en orientation Nord-Sud, pour une longueur totale de 480 m. Le diamètre interne des tubes est de 50 mm et le débit massique de vapeur est de 1 kg/s [19]. La vapeur sort de l'évaporateur à une pression de 100 bar et est surchauffée jusqu'à une température de 400°C. Le projet s'est déroulé en deux phases : la première (1996-1998) avait pour but la planification et le dimensionnement de l'installation, la seconde (1998-2001) était dédiée aux tests et aux expériences. Ainsi 275 tests sur près de 3500 heures de fonctionnement ont été effectués [4;20]. Une des conclusions les plus importantes de ce projet est la démonstration technique de la faisabilité de l'évaporation directe dans les récepteurs cylindro-parabolique horizontaux [10].

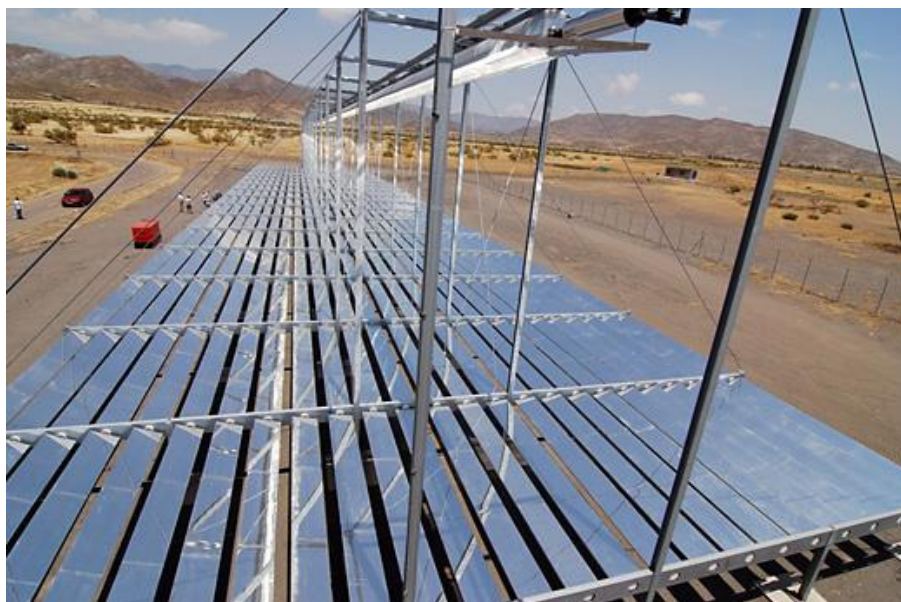
Des tests à 30, 60 et 100 bar avec ou sans inclinaison du tube récepteur ont été effectués. Bien que l'inclinaison favorise la réduction de la zone stratifiée de l'écoulement, les résultats obtenus en horizontal montrent clairement que l'inclinaison de l'absorbeur n'est pas nécessaire pour garantir un bon refroidissement pour les conditions du projet DISS. Les projets suivants ont donc été conduits avec des récepteurs horizontaux [18].

Le projet INDITEP est la continuation du projet DISS, le but étant de passer le concept du projet à l'échelle de la pré-industrialisation. Le champ solaire est dimensionné pour une puissance électrique de 5MWe, pour une longueur de l'évaporateur et de la zone de surchauffe respectivement de 800 et 200 mètres. Les récepteurs sont horizontaux, de type cylindro-parabolique de 100 mètres chacun. Les tubes de diamètre interne 55 mm et de diamètre externe 70 mm contiennent en entrée de l'eau à 80 bar et 115°C, et en sortie de la vapeur surchauffée à 70 bar et 410°C. La puissance solaire incidente prévue lors du dimensionnement est de 850 W/m². Il est indiqué aussi que pour un débit massique d'eau liquide en entrée de 1,42 kg/s, chaque section de 1000 mètres produit 1,17 kg/s de vapeur surchauffée (soit un titre de sortie de 0.82), pour une perte de pression de 10 bar [17;21].

INDITEP ayant donné des résultats encourageants pour la génération directe de vapeur, le CIEMAT a décidé de poursuivre le projet en prévoyant deux centrales pré-commerciales, Puertollano GDV et REAL-DISS. Ces installations ne font pas l'objet de beaucoup de résultats publiés [10].

Une grande partie de la recherche sur l'évaporation directe ainsi que la plupart des projets de grande taille utilisent la technologie des miroirs cylindro-paraboliques, du fait de la maturité de la technologie. Cependant dans un but de réduction des coûts, des projets de centrales utilisant la technologie des miroirs de Fresnel voient également le jour.

Située sur la plateforme d'Almeria, FRESDEMO est une installation pilote pour la technologie à miroirs de Fresnel, appartenant au consortium Solar Power Group (SPG). Le concentrateur fait 100 m de longueur et 21 m de largeur, et le circuit fluide fonctionne à une pression et une température maximum de 100 bar et 450°C. Il est connecté à l'installation DISS qui lui fournit de l'eau à différentes conditions de pression et de température pour tester le module en préchauffage, évaporation et surchauffe. Comme le montre la Figure I-13, un miroir secondaire est placé au-dessus du tube récepteur (un seul, de diamètre 14 cm) pour rediriger les rayons vers le tube afin de maximiser l'utilisation de l'énergie solaire [22;23].



**Figure I-13.** Photo de l'installation FRESDEMO [23]

Plus récemment, la boucle DISS a été modifiée pour les besoins du projet DUKE [24]. Le but de ce projet mené par Solarlite en collaboration avec le DLR sur la plateforme d'Almeria (PSA) est de réaliser l'évaporation directe de la vapeur non plus avec un système d'injection de liquide régulièrement le long du tube récepteur, mais en configuration "cycle ouvert" (voir la section I.2.4), c'est-à-dire directement dans un tube sans injection supplémentaire, dans le but de réduire les coûts liés au système d'injection [25].

#### *I.2.5.4 Centrales commerciales*

L'Installation SEGS (*Solar Energy Generating Systems*) est actuellement la plus grande installation de production d'énergie solaire au monde. Elle se compose de neuf centrales solaires dans le désert de Mojave en Californie. L'installation a été exploitée par l'entreprise Luz International LTd jusqu'à leur faillite en 1991, due à l'arrêt de mesures d'incitations fiscales en Californie ayant permis la construction des centrales solaires [3]. Ces centrales sont de type cylindro-parabolique et fonctionnent avec un fluide caloporteur. Des problèmes inhérents à l'utilisation de l'huile comme fluide caloporteur ont été repérés dans les SEGS. Ainsi la transition à la génération directe de vapeur dans les centrales solaires à concentration linéaire paraissait déjà à l'époque inévitable pour diminuer les coûts de production.

La société allemande Solarlite a construit la première centrale solaire thermique à génération directe de vapeur commerciale au monde, d'une puissance de 5 MWe. La centrale TSE-1 se trouve en Thaïlande, à Kanchanaburi, et se base sur la technologie des miroirs cylindro-paraboliques. Le concentrateur est de type Solarlite 4600 (de largeur 4,6 m), et mesure 120 m de long et est opérée à 330°C et 30 bar (Figure I-14).

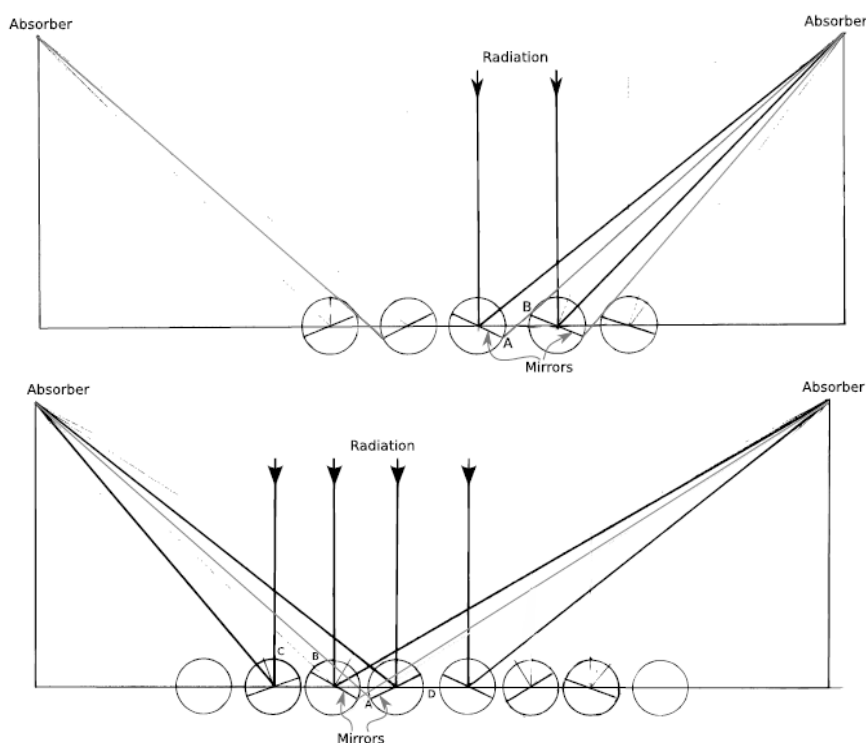




**Figure I-14.** Photo d'un concentrateur Solarlite 4600 [25]

Une seconde installation, TSE-2, est actuellement en construction à Suphanburi en Thaïlande pour une puissance de 9 MWe.

Les deux installations ci-dessus utilisent la technologie cylindro-parabolique pour la concentration. Dans un but de réduction des coûts, la technologie à miroirs de Fresnel est également en développement. Un des problèmes de cette technologie est l'ombre des miroirs les uns sur les autres. En effet, comme le montre la Figure I-15, il faut un écartement minimal entre les miroirs pour éviter un blocage des rayons arrivants et réfléchis. La technologie Compact Linear Fresnel Reflector (CLFR) est un moyen de résoudre ce problème : chaque miroir peut alimenter deux récepteurs au lieu d'un seul. Ceci permet de rapprocher les miroirs comme le montre la Figure I-15 et donc de gagner en compacité, ce qui amène une baisse des coûts [3].



**Figure I-15.** En haut, technologie originale des miroirs de Fresnel. En bas, concept du CLFR [3]

Un prototype de CLFR a été construit en Australie (Hunter Valley, NSW) par Ausra (maintenant Areva Solar) à côté de la centrale à charbon de Liddell dans le but de produire une partie de la vapeur par voie solaire. Le récepteur est composé de 12 tubes en parallèle, de diamètre interne 36,6 mm. La longueur est de 240 mètres (4 sections de 60 m), la pression interne est de 42 bar pour une température de saturation de 253°C, et le titre prévu à la fin de l'évaporateur est de 0,8. La puissance de l'installation est de 95 MWth [3;26;27]. Une installation de 5 MWe (Kimberlina Solar Thermal Energy plant) a également été construite par Areva Solar à Baskersfield en Californie (Figure I-16). C'est la première usine commerciale à miroirs de Fresnel aux Etats Unis [28].



**Figure I-16.** Centrale de Kimberlina (Areva Solar)

En mars 2009, l'installation PE1 (Puerto Errado 1) a été construite par la société Novatec Solar en Espagne (Figure I-17). Elle est basée sur la technologie CLFR et délivre une puissance de 1.4 MWe. Elle comprend deux rangs d'évaporateurs d'une longueur de 800 m chacun pour une surface au sol de 18000 m<sup>2</sup>, et fonctionne à 55 bar et 270°C maximum. Face au succès de PE1, Novatec Solar a conçu une deuxième centrale, PE2, située à Murcia en Espagne, d'une puissance de 30 MWe. La construction a commencé en 2010. La technologie Novatec comprend un miroir secondaire installé au-dessus du tube absorbeur pour réfléchir les rayons sur la partie supérieure du tube [29;30].



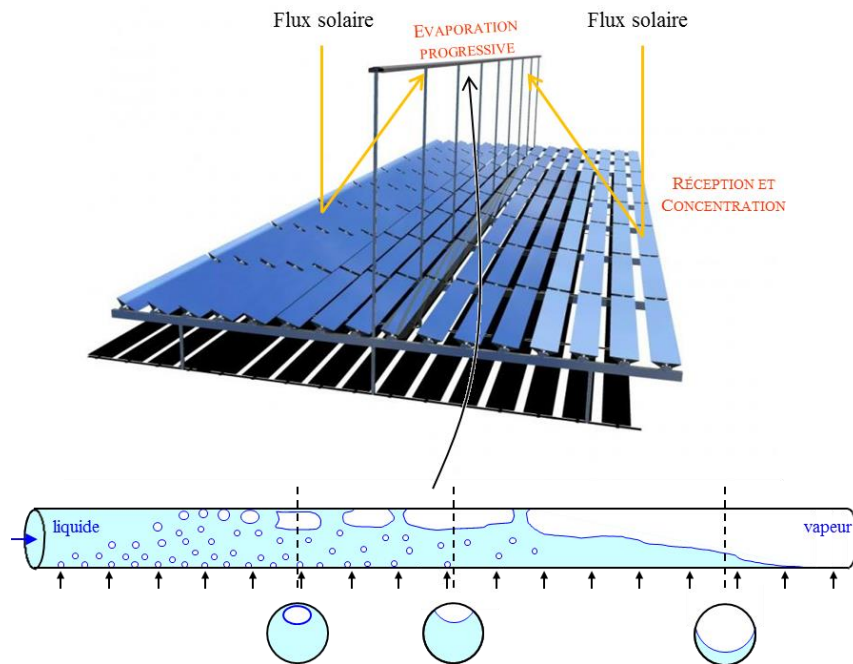
**Figure I-17 .** Centrale de Puerto Errado 1 (PE1, Novatec)

Même si la technologie est encore assez récente, des centrales solaires thermodynamiques et notamment la génération directe de vapeur commencent à voir le jour et certaines sont même en exploitation. Cependant la maîtrise du procédé n'est pas encore parfaite et certaines problématiques scientifiques se posent encore.

#### I.2.6 La problématique technologique et scientifique de la génération directe de vapeur

La génération directe de vapeur est une piste explorée pour baisser les coûts de l'énergie solaire thermodynamique. En effet, la suppression du fluide caloporteur (huile ou sel fondu, à changer régulièrement), ainsi que des différents modules de transfert de chaleur diminue l'investissement de départ.

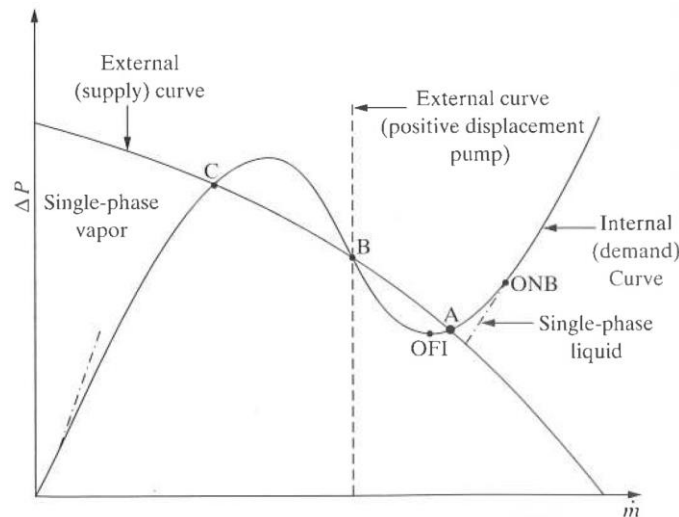
Cependant l'évaporation directe présente également des inconvénients. En effet dans une centrale classique le fluide caloporteur (de l'huile par exemple) reste sous forme liquide, alors que dans le cas de la DSG, de l'eau liquide entre dans le champ solaire, et il ressort un mélange d'eau liquide et vapeur (Figure I-18), donc diphasique du fait des deux phases simultanément en présence.



**Figure I-18.** Evaporation progressive le long du récepteur d'une centrale solaire à miroirs de Fresnel

De nombreuses instabilités sont inhérentes aux écoulements diphasiques présents dans des circuits évaporateurs [31;32]. Elles ont été étudiées depuis l'apparition des premières chaudières, et plus récemment pour des systèmes plus spécifiques comme les centrales solaires à concentration [6;7]. Certaines instabilités peuvent par exemple causer des vibrations importantes, mais d'autres peuvent s'avérer plus problématiques, comme les instabilités de Ledinegg.

Un système composé d'un évaporateur couplé à un circuit fluide est caractérisé par un équilibre entre la caractéristique de différence de pression-débit du circuit et celle de l'évaporateur (Figure I-19).



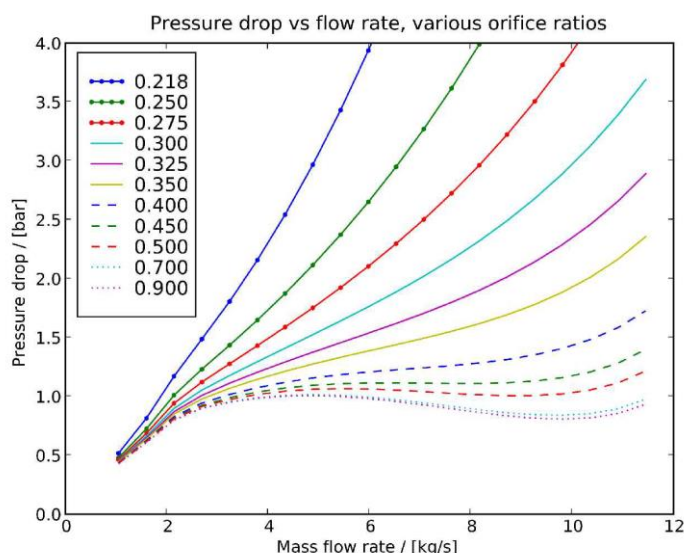
**Figure I-19.** Caractéristique de différence de pression en fonction du débit, pour un couple circuit-évaporateur [33]

La caractéristique du circuit est principalement due à la pompe (External supply curve sur la Figure I-19). La caractéristique de l'évaporateur s'obtient en intégrant sur la longueur de celui-ci les équations du mélange diphasique. Elle a typiquement une forme en S.

Ainsi dans certains cas, trois points de fonctionnements (correspondants au croisement des deux courbes) peuvent coexister simultanément, amenant à des instabilités. Par exemple sur la Figure I-19, les points A et C sont stables, le point B est métastable. Cela signifie que si l'évaporateur fonctionne au point B, une infime modification des caractéristiques externes va déstabiliser le circuit, et le débit peut alors passer instantanément du point B aux points A ou C [33].



La partie droite du graphe correspond au régime monophasique liquide : à haut débit, le flux constant imposé ne vaporise pas le fluide sous-refroidi arrivant dans le tube. Au contraire, la partie gauche à bas débit correspond au régime monophasique vapeur. La méthode la plus simple pour résoudre le problème des instabilités de Ledinegg est d'augmenter la perte de pression en entrée de tube, au moyen d'une grille, ou d'une réduction de section. Cela a pour effet de transformer la caractéristique de l'évaporateur, lui donnant une forme monotone, éliminant donc les points de fonctionnement instables [6;34]. Sur la Figure I-20 est représentée la courbe caractéristique d'un évaporateur de centrale solaire à génération directe de vapeur, en fonction de différentes réductions de section en entrée.



**Figure I-20.** Modification de la courbe caractéristique de l'évaporateur, en plaçant une réduction de section à l'entrée du récepteur [34]

Pour des réductions de section faibles, la courbe a encore une forme en S, mais celle-ci devient monotone lorsque la réduction de section augmente, ce qui stabilise le système.

Le contrôle des pertes de pressions est donc indispensable dans le récepteur solaire, le phénomène étant encore plus complexe quand le récepteur est composé de plusieurs tubes placés en parallèle [35;36].

Une autre problématique apparaît lors de la chauffe d'un écoulement par un flux constant. Il s'agit du phénomène d'assèchement de la paroi interne du tube, conséquence d'un mauvais mouillage de la paroi. Le tube chauffé étant alors au contact de la vapeur, la mauvaise conductivité thermique de celle-ci provoque une augmentation très rapide de la température de la paroi. Cela peut amener à de fortes contraintes voire à une fusion du tube récepteur : le contrôle du mouillage de la paroi est donc important [3;37]. Ce problème s'apparente à celui de la crise d'ébullition très étudiée dans le domaine du nucléaire.

### ***1.3 Contexte scientifique de la thèse***

La compréhension des écoulements diphasiques à l'intérieur du tube récepteur est une étape importante dans la conception et l'optimisation des centrales solaires thermodynamiques à génération directe de vapeur. La maîtrise de tels écoulements passe par une connaissance de la structure de l'écoulement en évaporation dans le tube afin de maîtriser les instabilités, le calcul des pertes de pression diphasiques dans le but de dimensionner les éléments hydrauliques du circuit. La connaissance du coefficient d'échange est importante pour pouvoir optimiser la longueur de la zone d'évaporation. Un tube évaporateur ayant une longueur de l'ordre de 1000 mètres, toute réduction possible amène potentiellement à une réduction des dépenses.

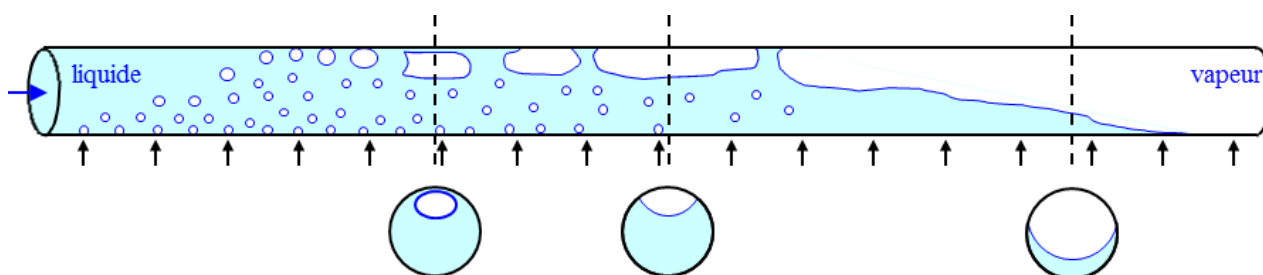
La modélisation et la simulation numérique de ces phénomènes reste encore difficile et limitée à des configurations bien particulières pour lesquelles des modèles précis ont été développés et validés. Elle constitue cependant une piste intéressante pour l'aide à la compréhension du fonctionnement et à la conception de systèmes mettant en œuvre le phénomène d'évaporation.

### I.3.1 Généralités sur les écoulements diphasiques

#### I.3.1.1 Régimes et cartes d'écoulement

La prédiction des régimes d'écoulement est nécessaire à la mise en œuvre des écoulements diphasiques. Elle est aussi importante que de connaître le caractère laminaire ou turbulent d'un écoulement monophasique [38].

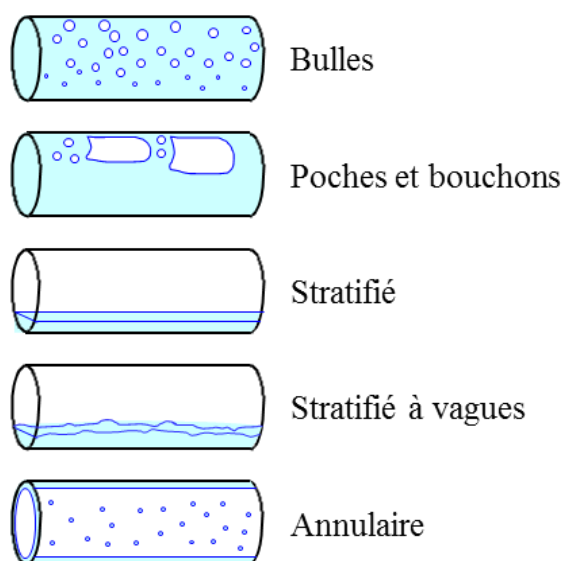
Selon le débit et la quantité de chaleur apportée au système, du liquide et de la vapeur coexistent dans le récepteur, amenant la formation de différentes configurations d'écoulements diphasiques [39;40] (Figure I-21).



**Figure I-21.** Configurations d'écoulement lors du processus d'évaporation

En partant du liquide sous-refroidi entrant dans le récepteur, le flux de chaleur imposé sur la surface extérieure du tube va d'abord induire une ébullition partielle puis nucléée à la paroi interne de celui-ci. Il en résulte donc des bulles qui vont grossir à la paroi et se détacher, formant un régime à bulles. Ces bulles coalescent ensuite pour former de plus larges structures, et à mesure que la vitesse de vapeur augmente au cours de l'évaporation, des poches se forment (Figure I-22).

A faibles débits de gaz et de liquide, un écoulement stratifié se forme, le liquide étant séparé par gravité de la vapeur, et une interface lisse se forme. Si les débits sont plus importants, la stratification est moins stable et des vagues se forment à l'interface liquide-vapeur. Ces vagues peuvent, sous certaines conditions, grandir et rejoindre le haut du tube, formant ainsi des bouchons de liquide qui avancent ensuite le long du tube. Les régimes à poches et à bouchons sont aussi appelés régimes intermittents. Vers la fin du processus d'évaporation, lorsque de grandes quantités de vapeur ont été créées, le liquide peut être poussé sur les bords du tube par la vapeur circulant à grande vitesse dans le tube. Il s'agit alors du régime annulaire. Dans le cas où la vapeur ne va pas trop vite, l'anneau de liquide a tendance à se stratifier, mais continue de remonter sur les bords du tube (Figure I-21).



**Figure I-22.** Configurations d'écoulement dans un tube horizontal

Dans le cas de l'étude de l'évaporation dans un tube il est important de connaître les configurations d'écoulement présentes à l'intérieur de celui-ci, afin de mieux comprendre et contrôler l'échange thermique de la paroi avec le fluide, et prévenir les instabilités qui peuvent le limiter.

Les écoulements diphasiques peuvent être caractérisés par des paramètres permettant d'avoir des informations sur les quantités de liquide et vapeur dans l'écoulement. Le titre massique  $x$  (souvent juste appelé titre) est ainsi défini comme le rapport du débit massique de vapeur  $\dot{m}_v$  sur le débit massique total  $\dot{m}_{tot}$  :

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_{tot}} \quad \text{I.1}$$

Le titre thermodynamique  $x_{th}$  est défini comme la différence entre l'enthalpie du mélange diphasique  $h_m$  et l'enthalpie de saturation du liquide  $h_{l,sat}$ , sur l'enthalpie de changement de phase  $h_{lv}$  :

$$x_{th} = \frac{h_m - h_{l,sat}}{h_{lv}} \quad \text{I.2}$$

A l'équilibre thermodynamique, ces deux titres sont égaux. Cependant hors de l'équilibre, leur égalité est tout de même supposée expérimentalement.

Alors que la notion de titre traite du rapport de débit, le taux de présence de vapeur, ou taux de vide, noté  $\alpha$ , représente la proportion du volume occupé par la vapeur dans un volume de contrôle :

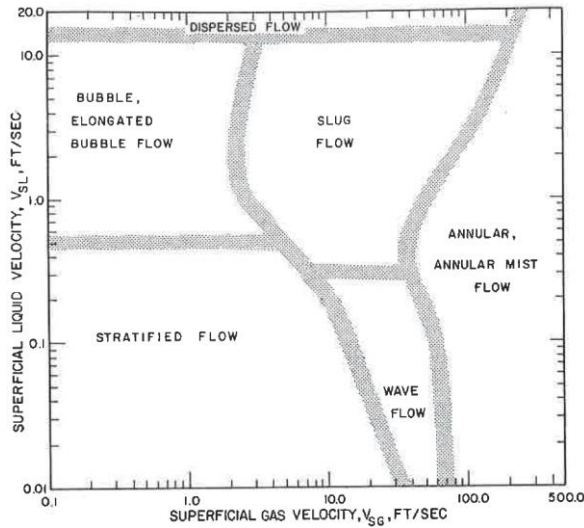
$$\alpha = \frac{V_v}{V_{tot}} \quad \text{I.3}$$

Le taux de vide peut être également défini de façon surfacique, par le rapport entre la surface occupée par la vapeur sur la surface de contrôle totale.

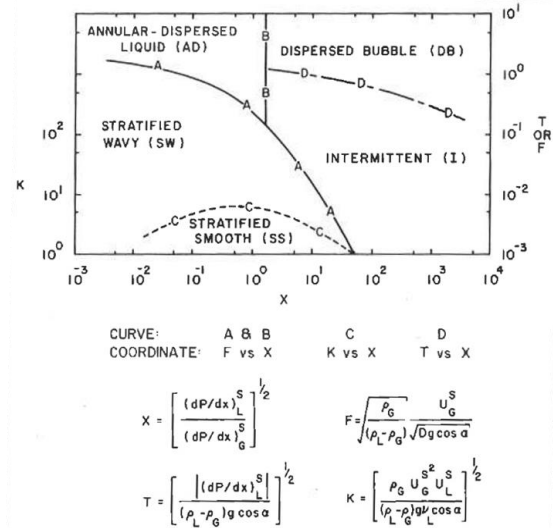
Expérimentalement, le titre d'un écoulement peut être obtenu par mesure des débits de liquide et de vapeur, ou en réalisant un bilan de puissance pour calculer le titre thermodynamique. Le taux de vide est quant à lui plus difficile à déterminer expérimentalement. Outre des méthodes de visualisation directe, des sondes (optiques ou résistives par exemple) sont développées pour tenter de remonter à cette grandeur [41]. C'est pourtant une donnée très importante car elle détermine la place qu'occupe la vapeur dans un écoulement diphasique, et donc la structure même de l'écoulement.

Des graphes, appelés cartes d'écoulement, ont été développés dans le but de prédire les régimes diphasiques dans des tubes et donc la structure de l'écoulement. Ces cartes sont le résultat soit d'une compilation de données expérimentales obtenues avec différents fluides (comme celle de Baker [42]), soit de la construction de modèles semi-empiriques (comme la carte de Taitel et Dukler [8]).

La plupart ont été construites pour des écoulements diphasiques adiabatiques, c'est-à-dire sans apport de chaleur extérieur sur le tube. Les cartes de Baker [42], Mandhane [43] (Figure I-23), Taitel et Dukler [8], (Figure I-24) Hashizume [44] et de Steiner [45] comptent parmi les plus connues pour les écoulements horizontaux. Ces cartes sont tracées en fonction des propriétés physiques de l'écoulement, et des débits de liquide et vapeur.



**Figure I-23.** Carte d'écoulement de Mandhane [43].



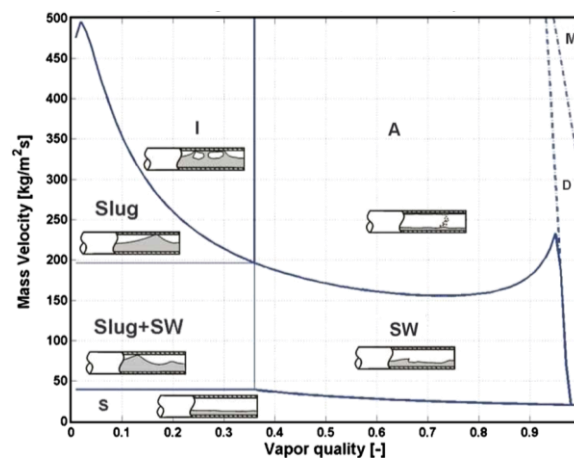
**Figure I-24.** Carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8]

La notion de vitesse superficielle  $J$  est également souvent utilisée. Elle correspond pour une phase à son débit volumique divisé par la section totale du canal. Il s'agit donc d'une vitesse [m/s] qui peut également être considérée comme un flux volumétrique [(m<sup>3</sup>/s)/m<sup>2</sup>]. Elle est définie par l'équation I.4 pour la phase vapeur, en fonction du titre  $x$ , du flux massique total  $G_{tot}$  et la masse volumique  $\rho_v$  :

$$J_v = \frac{x G_{tot}}{\rho_v} \quad \text{I.4}$$

Il existe peu de cartes spécifiques aux écoulements non adiabatiques (c'est-à-dire avec un apport de chaleur), et l'utilisation de cartes adiabatiques pour des écoulements avec changement de phase est souvent peu fiable, car celles-ci ne prennent pas en compte l'effet du flux de chaleur apporté.

Une des premières cartes d'écoulements prenant en compte le flux de chaleur est celle de Kattan-Thome-Favrat [46] en 1998. Elle est issue de leur étude de cinq réfrigérants en évaporation dans des tubes horizontaux, et est une modification de la carte de Steiner [45], elle-même étant une modification de la carte de Taitel et Dukler [8]. Depuis, de nombreuses adaptations de cette carte ont été faites pour d'autres réfrigérants, comme par exemple celles de Zürcher [47], Thome et El Hajal [48], Wojtan [49] et Cheng [50]. Pour plus de lisibilité, ces cartes sont souvent construites avec le titre de vapeur  $x$  en abscisse et le flux massique total  $G$  en ordonnée (Figure I-25).



**Figure I-25.** Carte d'écoulement de Wojtan, tracée pour le R-22 à  $T_{sat} = 5^\circ\text{C}$  dans un tube de diamètre interne 13,84 mm, pour un flux de chaleur de 2,1 kW/m<sup>2</sup> [51]

Ainsi pour suivre les régimes d'écoulement obtenus lors de l'évaporation, il suffit de se placer au flux massique total en entrée du tube et de progresser horizontalement pour un titre croissant.

Cependant, il n'existe pas actuellement de carte d'écoulement spécifique pour de l'eau en évaporation dans des tubes horizontaux, encore moins sous haute pression. En effet les cartes présentées ci-dessus ont été construites d'après des visualisations sur l'évaporation de fluides frigorigènes changeant de phase à basse température.

Les installations expérimentales permettant de construire ces cartes étant difficiles et coûteuses à mettre en œuvre, la simulation numérique de ces écoulements peut constituer une alternative intéressante pour le dimensionnement.

### *1.3.1.2 Pertes de pression*

#### **1.3.1.2.1 Les pertes de pression monophasiques**

En écoulement monophasique, dans un tube droit et lisse, les frottements du fluide en mouvement sur les parois internes du tube induisent une transformation de son énergie mécanique en chaleur. Une diminution de la pression entre l'entrée et la sortie est alors observée. Cette perte de pression est dite régulière, par opposition aux pertes de pression singulières dues au passage d'obstacles ou de trous par exemple, mais qui ne seront pas traitées ici. Les pertes de pression régulières sont le plus souvent calculées à partir de l'équation de Darcy-Weisbach :

$$-\left. \frac{dP}{dz} \right|_{\text{monoph}} = 4f \frac{1}{D} \frac{\rho v^2}{2} \quad \text{I.5}$$

Dans l'équation I.5,  $f$  est le coefficient de frottement,  $D$  le diamètre interne du tube,  $\rho$  la masse volumique du fluide et  $v$  la vitesse débitante du fluide, calculée à partir du débit massique en entrée  $\dot{m}$  (kg/s) et de la section de passage du fluide  $A$  (m<sup>2</sup>), ou du flux massique  $G$  (kg/m<sup>2</sup>/s) :

$$v = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} = \frac{G}{\rho} \quad \text{I.6}$$

Ainsi sur une longueur  $L$  de l'écoulement, la perte de pression due aux frottements s'obtient en intégrant l'équation I.5 :

$$\Delta P_{\text{monoph}} = 4f \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{\rho v^2}{2} = 4f \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{G^2}{2\rho} \quad \text{I.7}$$

Il existe plusieurs corrélations pour calculer le coefficient de Darcy  $4f$ , parfois également noté  $\Lambda$  dans la littérature. Elles dépendent du nombre de Reynolds de l'écoulement :

$$\text{Re} = \frac{\rho v D}{\mu} \quad \text{I.8}$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique du liquide.

Dans un tube, pour un écoulement laminaire ( $\text{Re} < 2300$ ), la formule de Poiseuille donne  $4f = \frac{64}{\text{Re}}$ .

Pour les écoulements turbulents, le coefficient de Darcy est calculé par les relations suivantes, dépendant du Reynolds :

- $2300 < \text{Re} < 10^5$  : La formule de Blasius est généralement utilisée :

$$4f = \frac{0.3164}{\text{Re}^{1/4}} \quad \text{I.9}$$

- $2 \cdot 10^4 < \text{Re} < 10^6$  : On peut utiliser la relation de Herman :

$$4f = 0.0054 + \frac{0.3964}{\text{Re}^{0.3}} \quad \text{I.10}$$

Cependant, le calcul des pertes de pression ne fait pas l'objet d'un consensus dans les écoulements diphasiques quant aux méthodes à utiliser.



### 1.3.1.2.2 Les pertes de pression diphasiques

De nombreuses corrélations existent pour la prédiction de la perte de pression en écoulement diphasique. Cela est notamment dû à la complexité des écoulements diphasiques comme les effets dus au non-équilibre de l'écoulement et aux interactions entre phases.

Différents modèles permettent de prendre en compte le caractère diphasique de l'écoulement [40]. Le premier est appelé modèle homogène, et utilise le concept d'un pseudo-fluide (le fluide homogène) dont les propriétés physiques sont calculées comme la moyenne de celles du liquide et de la vapeur, pondérée par le taux de vide de chacune des phases. On applique sur ce pseudo-fluide les équations conventionnelles des écoulements monophasiques.

Le second modèle, appelé modèle à écoulements séparés, modélise l'écoulement diphasique en séparant artificiellement les deux phases, chacune s'écoulant dans sa propre conduite. Les aires des sections de ces conduites sont proportionnelles au taux de vide  $\alpha$ .

Le modèle le plus utilisé pour analyser les écoulements diphasiques à l'échelle d'un système est le modèle des écoulements séparés [40], c'est aussi celui que nous allons utiliser ici.

Les pertes de pression totales dans un écoulement sont dues à la variation de l'énergie cinétique et potentielle du fluide. Afin de calculer les pertes de pression totales dans un écoulement diphasique il faut additionner plusieurs termes :

$$\Delta P_{diph} = \Delta P_{grav} + \Delta P_{acc} + \Delta P_{frott} \quad \text{I.11}$$

Dans l'équation I.11 les différents termes sont les suivants :

- $\Delta P_{grav}$  est la perte de pression due à la gravité. Elle intervient principalement dans les écoulements verticaux, très peu dans les écoulements horizontaux.
- $\Delta P_{acc}$  est la perte de pression due à l'accélération du fluide. Cette part peut devenir importante lors de la création de grandes quantités de vapeur dans un écoulement, car elle inclue les variations de débit et de titre en fonction de la longueur [40].
- $\Delta P_{frott}$  est la perte de pression due au frottement à la paroi. Dans notre cas, la vapeur n'est pas créée de façon brutale (le flux de chaleur apporté dans une centrale solaire est relativement bas), il s'agit de la part majoritaire des pertes de pression diphasiques [17].

Historiquement, les premières tentatives de calcul des pertes de pression en diphasique avec le modèle des écoulements séparés ont été réalisées à partir des connaissances acquises pour les écoulements monophasiques. Ainsi le principe général de ces méthodes est de multiplier les pertes de pression calculées pour une phase seule (voir équation I.7) avec un coefficient noté  $\Phi^2$ , obtenu par une corrélation :

$$\Delta P_{frott} = \Phi^2 \Delta P_{monoph} \quad \text{I.12}$$

Ce coefficient est appelé multiplicateur diphasique. La corrélation de Lockhart-Martinelli [52] est la première à introduire ce concept.

Par exemple, si la phase liquide est prise comme référence, les pertes de pression "monophasiques" se calculent par rapport au débit de liquide grâce à la relation de Darcy-Weisbach (eq. I.5) :

$$\Delta P_{monph,l} = 4f_l \frac{L}{D} G_{tot}^2 (1-x)^2 \frac{1}{2\rho_l} \quad \text{I.13}$$

Les pertes de pression diphasiques se calculent alors de la façon suivante :

$$\Delta P_{diphasique} = \Phi_l^2 \Delta P_{monphl} \quad \text{I.14}$$

Les auteurs ont alors défini un paramètre, le paramètre de Martinelli  $X$ , défini par le rapport des pertes de pression par frottement du liquide seul dans la conduite sur celles pour la vapeur seule, et qui peut également être corrélé en fonction du titre, des masses volumiques et des viscosités liquide et vapeur :

$$X = \sqrt{\frac{(dP_f/dz)_l}{(dP_f/dz)_v}} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1} \quad \text{I.15}$$

Puis ils ont démontré que le multiplicateur diphasique  $\Phi_l^2$  ne dépend que du paramètre de Martinelli. Ils ont tracé la solution sur un graphe, mise en équation par Chisholm [53] de la façon suivante :

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad \text{I.16}$$

Dans l'équation I.16,  $C$  est un paramètre sans dimension dépendant de la nature laminaire ou turbulente de la phase liquide ou vapeur seule [39]. Un modèle graphique plus complexe fut donné en 1965 par Baroczy [54] afin de mieux prendre en compte l'effet de ces vitesses massiques. Il fut mis en équation par Chisholm en 1973 [39;55].

Une méthode couramment utilisée dans la littérature pour le dimensionnement des centrales solaires à concentration est la corrélation de Friedel [56]. Elle se base sur une large base de données expérimentales, et permet de calculer un multiplicateur diphasique. L'équation de ce multiplicateur est la suivante :

$$\Phi_{LO}^2 = E_f + \frac{3.24 \cdot F_f \cdot H_f}{Fr^{0.045} We^{0.035}} \quad \text{I.17}$$

Les facteurs  $E_f$ ,  $F_f$  et  $H_f$  sont les suivants :

$$\begin{aligned} E_f &= (1-x)^2 + x^2 \cdot \frac{\rho_l f_{VO}}{\rho_v f_{LO}} \\ F_f &= x^{0.78} \cdot (1-x)^{0.24} \\ H_f &= \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0.7} \end{aligned} \quad \text{I.18}$$

Les indices LO et VO indiquent qu'il faut utiliser le débit massique total comme étant tout liquide (LO) ou tout vapeur (VO). Le coefficient multiplicateur  $\Phi_{LO}^2$  est ensuite de la même façon multiplié par les pertes de pressions monophasiques, calculées avec le débit massique total tout liquide [39].

Les nombres de Froude  $Fr$ , de Weber  $We$  et la masse volumique homogène  $\rho_h$  sont définis par:

$$\begin{aligned} Fr &= \frac{G^2}{g D_h \rho_h^2} \\ We &= \frac{G^2 D_h}{\sigma \rho_h} \\ \rho_h &= \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}\right)^{-1} \end{aligned} \quad \text{I.19}$$

Cette corrélation a été conseillée [39;40] dans le cas d'un rapport entre les viscosités liquide et vapeur inférieures à 1000. C'est le cas de nombreux fluides de travail et de nombreuses conditions expérimentales. Par exemple dans le cas d'une centrale solaire thermodynamique fonctionnant en eau/vapeur à la pression de saturation de 80 bar,  $\mu_l/\mu_v = 4,5$ .

De nombreuses autres corrélations existent, s'appliquant à des conditions expérimentales bien précises [39], mais ne feront pas l'objet ici d'une description détaillée.

### 1.3.1.3 Transferts thermiques

Le but d'un échangeur de chaleur comme le tube récepteur utilisé dans les centrales solaires à concentration est de transférer l'énergie thermique provenant du rayonnement solaire dans le fluide caloporteur, de l'eau dans notre cas. Le transfert à l'intérieur du tube étant principalement convectif forcé du fait du fluide en mouvement, le coefficient recherché est le coefficient d'échange convectif  $H$ . Par définition

ce coefficient lie la puissance  $Q$  (W) passant à travers une surface  $A$  à la différence de température entre le fluide et la paroi :

$$Q = HA(T_{\text{fluide}} - T_{\text{paroi}}) \quad \text{I.20}$$

De nombreuses corrélations existent pour le coefficient  $h$ , construites le plus souvent sur la base de données expérimentales. Un bref aperçu des corrélations utilisées dans le cas d'un récepteur solaire horizontal vont être présentées.

### I.3.1.3.1 Le coefficient d'échange convectif monophasique

En écoulement monophasique dans un régime turbulent, plusieurs corrélations pour le coefficient  $H$  sont disponibles. La première est celle de Dittus-Boelter [57], encore largement utilisée aujourd'hui :

$$H = 0.024 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}^{0.4} \cdot \frac{\lambda}{D_H} \quad \text{I.21}$$

Elle est valide pour un nombre de Prandtl  $Pr$  compris entre 0,5 et 100, et un nombre de Reynolds  $Re$  compris entre  $10^4$  et  $10^5$  [58].

Pour des écoulements à Reynolds plus élevé, la corrélation de Gnielinski [59] est plus adaptée [39;40;58] :

$$H = \frac{\lambda}{D_H} \cdot \frac{(f/2) \cdot (\text{Re}_{LO} - 1000) \cdot \text{Pr}}{1 + 12.7 \sqrt{f/2} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \quad \text{I.22}$$

Le coefficient de frottement  $f$  est calculé par [40] :

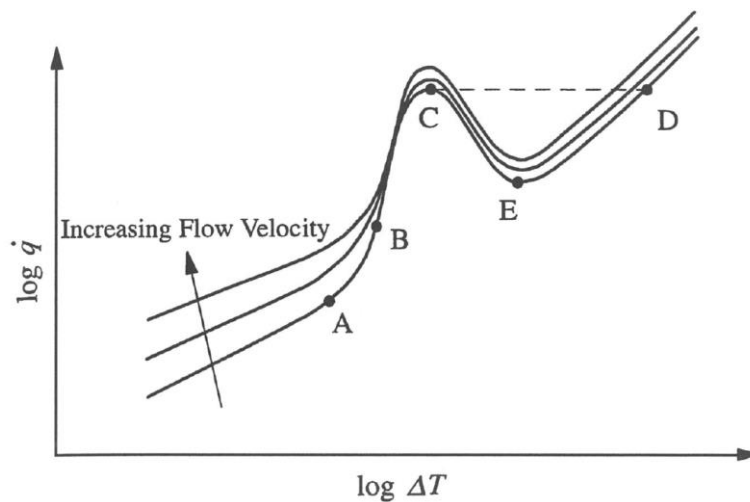
$$f = (1,58 \ln(\text{Re}_{LO}) - 3,28)^{-2} \quad \text{I.23}$$

avec  $\text{Re}_{LO}$  défini par :

$$\text{Re}_{LO} = \frac{G_{\text{tot}} D_{\text{int}}}{\mu_l} \quad \text{I.24}$$

### I.3.1.3.2 Le coefficient d'échange diphasique

Plusieurs types de corrélations existent pour le calcul du coefficient d'échange diphasique. Dans le cas de l'écoulement sur une surface chauffée ou dans un tube, des corrélations ont été développées pour les deux zones principales existantes lors du changement de phase à des flux de chaleur relativement bas (Figure I-26).



**Figure I-26.** Courbe d'ébullition lors de l'écoulement d'un fluide sur une surface chauffée ou à l'intérieur d'un tube [40]

Une représentation schématique de la courbe d'ébullition dans un tube est représentée sur la Figure I-26, c'est-à-dire la relation entre le flux de chaleur transmis par la paroi au fluide (en  $\text{W/m}^2$ ) et la surchauffe de la paroi (la différence entre la température de la paroi et la température de saturation). Elle a la même forme

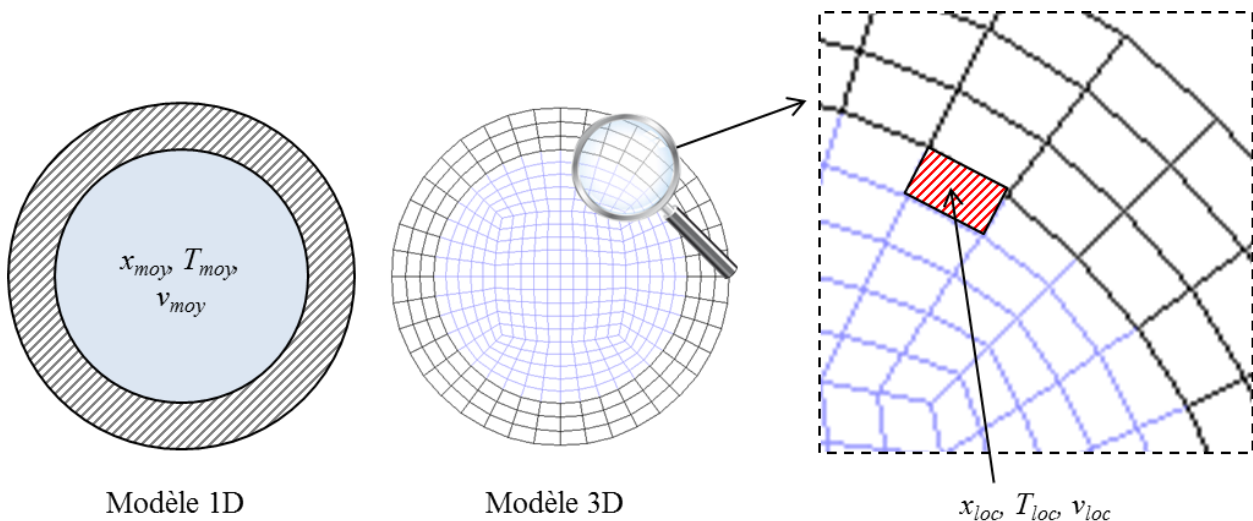
que celle obtenue en ébullition en vase, c'est-à-dire lorsque le fluide adjacent à la surface n'est pas en mouvement [40]. Dans la partie gauche de la courbe, du liquide sous-refroidi entre dans le tube. Un échange par convection forcée se fait alors entre le liquide et la paroi chauffée, jusqu'au point A. Cet échange étant peu dépendant de la surchauffe de la paroi, le flux de chaleur augmente alors linéairement dans cette zone. Après le point A apparaît l'ébullition nucléée partielle (des points A à B), qui se caractérise par une augmentation significative du flux de chaleur, donc un meilleur échange. Le transfert se fait conjointement par convection forcée et par changement de phase. Dans la zone pleinement développée (des points B à C), l'échange se fait principalement par changement de phase, et est alors très dépendant de la surchauffe de la paroi.

Au point C, un maximum local de flux est atteint, il s'agit du flux critique. Passé ce flux, une couche de vapeur se forme à la paroi, bloquant brutalement les échanges thermiques. La température de la paroi peut alors augmenter très rapidement (de plusieurs ordres de grandeur) jusqu'au point D, ce qui peut endommager la surface.

L'ébullition nucléée partielle a été étudiée dès les années 1950 par Jens et Lottes [60], qui ont développé une corrélation pour l'eau, améliorée ensuite par Thom et al. [61]. Plus récemment, Kandlikar [62] a également proposé une corrélation prenant en compte différents fluides par le biais d'un coefficient dépendant du fluide utilisé. De par sa simplicité, la corrélation de Rohsenow [63] est souvent utilisée dans la littérature [40;64], bien qu'elle soit originellement développée pour l'ébullition en vase. De manière générale, le flux de chaleur dans cette partie dépend de la surchauffe de la paroi aux puissances 2 ou 3.

Les corrélations d'ébullition convective saturée elles modélisent à la fois la partie partielle et la partie pleinement développée de l'ébullition nucléée [65]. On peut notamment citer la corrélation de Chen [66] largement utilisée dans la littérature malgré son caractère implicite, la corrélation de Shah [67] et la corrélation de Gungor et Winterton [68]. Ces corrélations ont été développées pour des applications monodimensionnelles et dépendent du titre moyen dans la section du tube. Des modifications de ces corrélations existent, et malgré des écarts importants de prévision du coefficient d'échange en fonction du titre, elles ont toutes en commun la même tendance : le coefficient d'échange augmente avec le titre, jusqu'à un titre d'environ 0,8 à partir duquel le coefficient d'échange commence à chuter pour devenir très faible pour un titre proche de 1.

Les calculs que nous allons réaliser seront tridimensionnels (voir les chapitres III et IV). Dans notre cas, nous aurons accès à des données locales, au niveau d'un volume de contrôle (maille), et non à des informations moyennées comme c'est le cas dans des calculs monodimensionnels (Figure I-27).



**Figure I-27.** Différence entre les informations disponibles dans les modèles mono et tridimensionnels.

Les informations disponibles seront donc par exemple la surchauffe de la paroi et le taux de vide proche de la paroi, et non le titre moyen dans une section du tube.

Les corrélations disponibles diffèrent en fonction des informations nécessaires au calcul du flux de chaleur échangé entre la paroi et le fluide. Les corrélations d'ébullition convective saturée sont adaptées à la prédiction du coefficient d'échange dans les tubes en évaporation, mais ont été développées en 1D et nécessitent des valeurs moyennes dans l'écoulement. Elles ne sont donc pas utilisables dans notre cas, où nous avons accès à des données locales.

Ainsi les corrélations pour l'ébullition nucléée partielle vont être privilégiées, de par le fait qu'elles permettent de calculer un flux de chaleur diphasique localement en fonction des propriétés du fluide et de la paroi.

### ***1.4 Objectifs technologiques et scientifiques***

La technologie des centrales solaires thermodynamiques est en plein développement et plusieurs voies sont ouvertes dans un objectif de baisse des coûts. La génération directe de vapeur en fait partie, et semble être prometteuse. Elle amène cependant des défis technologiques à surmonter, de par l'écoulement diphasique qui prend place dans le tube récepteur.

Les écoulements diphasiques sont par nature instables, et le phénomène de changement de phase rend encore plus difficile l'étude de tels écoulements. Malgré l'existence d'outils d'analyse des écoulements diphasiques comme les cartes d'écoulements, ceux-ci ne sont pas toujours adaptées aux conditions étudiées. Il est ainsi difficile d'avoir accès à la structure et au taux de vide dans un écoulement, d'autant plus lorsqu'il est modifié par la transformation du liquide en vapeur. Bien que la visualisation soit possible dans certains cas par des hublots, la plupart du temps ces écoulements circulent dans des tubes en métal opaques sous pression, ce qui rend l'accès à ces informations difficile. Dans le cas d'une centrale solaire à concentration opérant à 300°C et 100 bar, il n'est ainsi pas possible a priori de connaître la structure de l'écoulement en train de s'évaporer.

Il est alors intéressant pour l'étude et le dimensionnement des tels systèmes de pouvoir prédire et comprendre le comportement de l'écoulement dans un tube lors de l'évaporation. La modélisation de ces structures peut se faire grâce à des logiciels permettant le calcul tridimensionnel des écoulements, appelés logiciels de CFD (Computational Fluid Dynamics). Elle reste néanmoins complexe, et demande un temps de calcul important. L'outil développé devra donc être rigoureux scientifiquement, mais également pouvoir être compatible avec une approche plus appliquée, c'est-à-dire en tenant compte des nécessités de l'ingénieur, notamment en termes de temps de calcul.

Pour cela, des modèles par défaut du logiciel Fluent vont être utilisés pour leur rapidité et leur précision, et des fonctions personnalisées vont être introduites afin de prendre en compte ce que les modèles standards ne traitent pas.

Plusieurs régimes d'écoulement se succédant du fait de l'évolution de la quantité de vapeur, produite lors de l'évaporation, le modèle développé devra permettre de simuler le processus d'évaporation dans les différents régimes rencontrés, depuis l'écoulement à bulles jusqu'aux régimes annulaire et stratifié.

Les lois de transfert de chaleur macroscopiques concernent principalement les écoulements soumis à un flux homogène : il serait donc intéressant, dans le cadre de l'aide à la conception technologique de pouvoir étudier l'effet du chauffage non uniforme imposé sur le tube récepteur d'une centrale solaire thermodynamique. Bien que quelques auteurs se soient déjà intéressés à ce sujet [15;69;70], peu d'études numériques en traitent. Dans le but d'imposer un flux de chaleur non uniforme, des calculs tridimensionnels sont donc indispensables.

Une étude des travaux réalisés sur le sujet va être présentée au chapitre II, puis le modèle développé sera décrit dans le chapitre III et exploité dans le chapitre IV.

# Chapitre II

État de l'art

---



## II.1 Introduction

Le but du travail de simulation présenté dans ce document est de modéliser des écoulements diphasiques en évaporation, avec pour objectif de mieux comprendre leur évolution. Ces écoulements sont complexes mais leur étude tant expérimentale que numérique a déjà fait l'objet de nombreux travaux dans la littérature. Avant de s'intéresser aux écoulements en évaporation, le cas adiabatique et en particulier le régime intermittent à poches et bouchons va être étudié, expérimentalement puis numériquement. En effet ces écoulements vont faire l'objet d'une étude spécifique dans le chapitre IV. Puis le changement de phase dans les écoulements diphasiques va être passé en revue, tant du point de vue expérimental que numérique.

Concernant la partie expérimentale, le besoin pour la validation de la simulation des écoulements avec changement de phase est d'avoir accès à une visualisation sur la zone en évaporation, éventuellement couplée à des mesures thermiques et fluidiques. Le problème majeur rencontré est qu'il est difficile de combiner le moyen de chauffe (par exemple l'effet Joule) avec une visualisation, les deux sont souvent contradictoires. En effet le dispositif de chauffe est le plus souvent opaque, c'est pourquoi peu de solutions existent. Cette problématique va être investiguée dans le chapitre V, où il est proposé et étudié plusieurs dispositifs permettant d'assurer conjointement le chauffage d'un tube horizontal et des visualisations.

D'abord dans les micro puis dans les macro-canaux, les études traitant du sujet vont être examinées. Du fait du manque de travaux spécifiques à l'évaporation progressive et dans le but de les compléter, les installations avec une visualisation non plus simultanément à la chauffe, mais dans une zone adiabatique placée en aval de l'évaporation seront également étudiées.

Numériquement, plusieurs approches de modélisation sont disponibles dans les logiciels. D'une part, les modèles dits "de mélange" et "à deux fluides" permettent la prise en compte des régimes dispersés, quand une phase secondaire est présente en faible proportion dans la phase principale (par exemple des bulles dispersées dans du liquide). D'autre part, le modèle VOF permet une bonne modélisation des larges interfaces entre le liquide et la vapeur. Ces différentes méthodes, ainsi que leurs avantages et inconvénients seront examinés, dans le but de déterminer celle qui sera la plus adaptée à nos besoins.

## II.2 Études expérimentales sur les écoulements diphasiques

### II.2.1 Écoulements adiabatiques à poches et bouchons

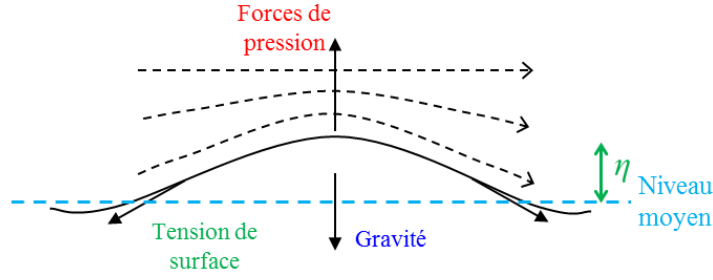
Une étude adiabatique des écoulements diphasiques est souvent la première étape pour l'étude expérimentale ou numérique des écoulements en évaporation. L'approche développée dans ce travail s'appuyant sur la modélisation de larges interfaces en mouvement, il est nécessaire de s'assurer que celle-ci est bien réalisée par le code de calcul. Ainsi un travail de validation adiabatique sera réalisé au chapitre IV, en se basant sur des données de la littérature qui vont être présentées ici.

Tout d'abord, une introduction à la théorie de la formation de vagues dans des canaux par les instabilités de Kelvin-Helmholtz va être faite, suivie par la présentation d'études expérimentales permettant la validation du modèle qui sera utilisé.

La transition dans un écoulement entre la stratification et la formation des premières vagues est intéressante car elle peut permettre de prédire les premières instabilités dans un système. Se basant sur des premiers travaux effectués par Milne-Thomson [71], Taitel *et al.* [8] ont développé un modèle de transition entre un écoulement stratifié et à vagues, pour la construction de leur carte d'écoulement. Le but est de pouvoir prédire simplement à partir de quel écart de vitesse entre le liquide et la vapeur des instabilités vont se former et grandir. Une analyse de stabilité de Kelvin-Helmholtz a ainsi été conduite, sous forme linéaire, non visqueuse et incompressible par soucis de simplification [72]. La théorie de Kelvin-Helmholtz est fondée sur une analyse d'instabilités sur une perturbation infinitésimale de l'interface entre deux fluides (liquide et gaz

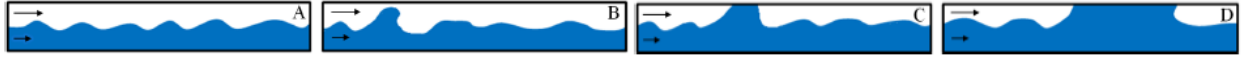


par exemple). L'analyse de stabilité consiste à résoudre le bilan des forces sur la hauteur de la perturbation  $\eta$  (cf. Figure II-1) et à le résoudre pour la vitesse de la vague [8;71;72].



**Figure II-1.** Schéma des forces s'exerçant sur une petite perturbation de l'interface liquide-gaz.

Les principales forces physiques en jeu sont la gravité, la tension de surface et l'inertie. Les deux premières s'opposent à la croissance de la vague et tendent donc à la stabiliser. Mais l'accélération de la vitesse de la vapeur au sommet de la vague (du fait de la réduction de section) provoque une baisse de pression juste au-dessus de l'interface. Cette accélération induit une force de type inertielle qui a tendance à faire croître la perturbation. Le liquide vient alors toucher la paroi supérieure et une poche est formée (cf. Figure II-2).



**Figure II-2.** Processus de formation d'une vague puis d'une poche [73]

Prenons une perturbation se propageant à la surface du liquide dans un milieu infini. C'est une vague, elle peut être décrite par la forme générale d'une onde se propageant suivant l'axe  $z$  pendant un temps  $t$  :

$$\eta = a \exp[ik(z - ct)] = a \exp[kc_r t] \exp[ik(z - c_r t)] \quad \text{II.1}$$

Dans l'équation II.1,  $c$  est la vitesse complexe de l'onde, qui est de la forme :

$$c = c_r + ic_i \quad \text{II.2}$$

La partie droite de l'équation II.1 permet d'analyser cette onde : elle voyage suivant la direction  $z$ , avec une vitesse  $c_r$  et son amplitude varie dans le temps avec le taux  $\exp[kc_i t]$ . Ainsi l'amplitude de la vague augmente ou diminue en fonction du signe (positif ou négatif) de la partie complexe de la vitesse. Le but dans une analyse de stabilité est donc de déterminer  $c_i$  en fonction du nombre d'onde ainsi que les forces physiques qui amènent à l'atténuation ou la croissance d'une instabilité. L'analyse de stabilité conduit après quelques simplifications [72] à une condition sur la différence de vitesse de gaz et de liquide. Dans un tube, on peut montrer qu'une vague grandit (il y a donc formation d'instabilités) si la différence de vitesse est supérieure à la valeur exprimée par l'équation II.3 :

$$v_g - v_l = \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_g)gA_g}{\rho_g D \sqrt{1 - \left(\frac{2l_l}{D} - 1\right)^2}}} \quad \text{II.3}$$

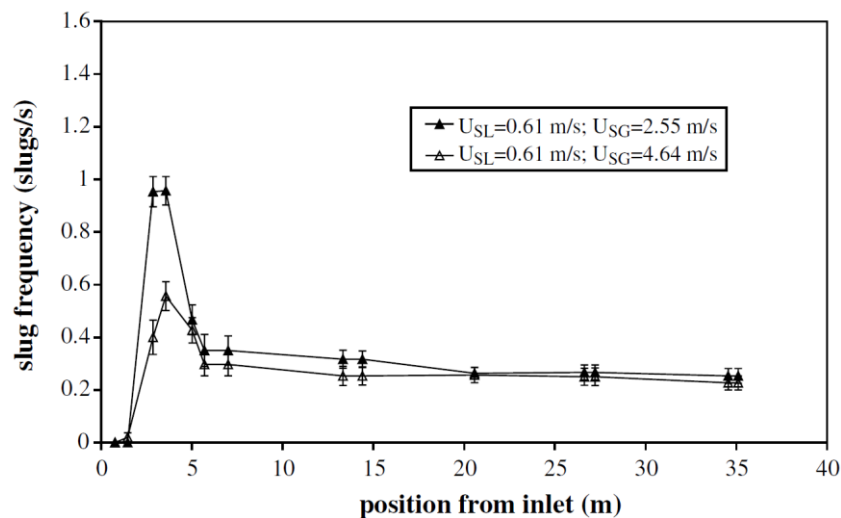
Il faut cependant remarquer que pour une hauteur de liquide  $l_l$  inférieure à la moitié de la hauteur du canal, Taitel et al. [8] prédisent dans leur étude de stabilité que l'écoulement est stratifié ou annulaire. En effet, l'accélération de la vapeur au-dessus d'une vague ne suffit plus dans ce cas pour la faire grandir.

Cette limite a par la suite été améliorée, notamment pour inclure les effets de la viscosité [74;75], mais sa forme non-visqueuse présentée ici fait encore figure de référence. Il sera vérifié dans le chapitre IV qu'elle est bien calculée par le modèle diphasique VOF présenté dans la section II.3.1.2.

De nombreuses études expérimentales existent concernant les écoulements à poches et bouchons, car ce régime d'écoulement apparaît fréquemment dans les applications liées aux industries chimiques, pétrolières et nucléaires. La fréquence et la vitesse de passage des vagues [76;77] a intéressé les auteurs, aussi bien que des études plus visuelles orientées pour la validation de logiciels de calcul CFD [78].

Manolis *et al.* [79] présentent des données de fréquences de passage de poches en écoulements horizontaux adiabatiques à différentes vitesses superficielles de liquide et de gaz. Les effets de la pression (jusque 14.5 bar) sont plus particulièrement investigués. Le dispositif expérimental est un tube horizontal de 36m de long et 78 mm de diamètre. La fréquence de passage des poches est à peu près constante avec la vitesse superficielle gaz, mais elle augmente avec la vitesse superficielle liquide. Il est également conclu que la fréquence ne varie pas significativement avec l'augmentation de la pression.

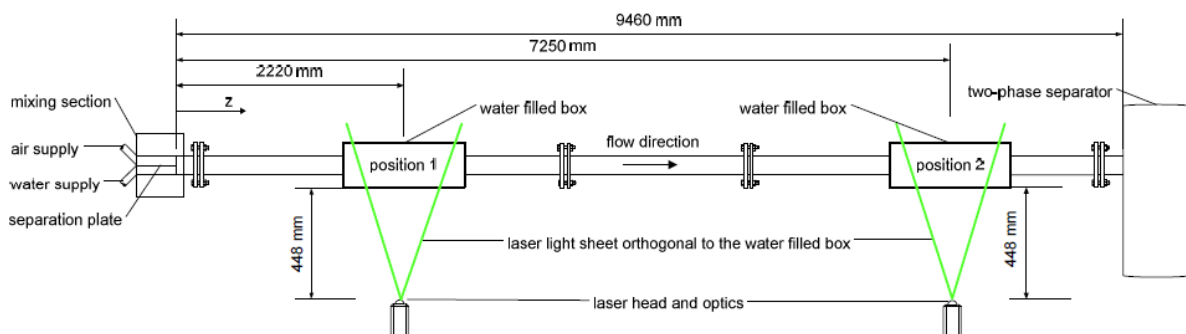
Ujang *et al.* [80] ont étudié la fréquence de passage des poches en fonction de la longueur du canal horizontal. L'installation est un tube de diamètre interne 0,078 m, à pression atmosphérique, dans lequel s'écoulent de l'eau et de l'air à co-courant, à différentes vitesses superficielles. Un relevé des fréquences de passage de poches en fonction de la distance à l'entrée du tube est effectué (cf. Figure II-3).



**Figure II-3.** Fréquence de passage de poches en fonction de la distance à l'entrée [80].

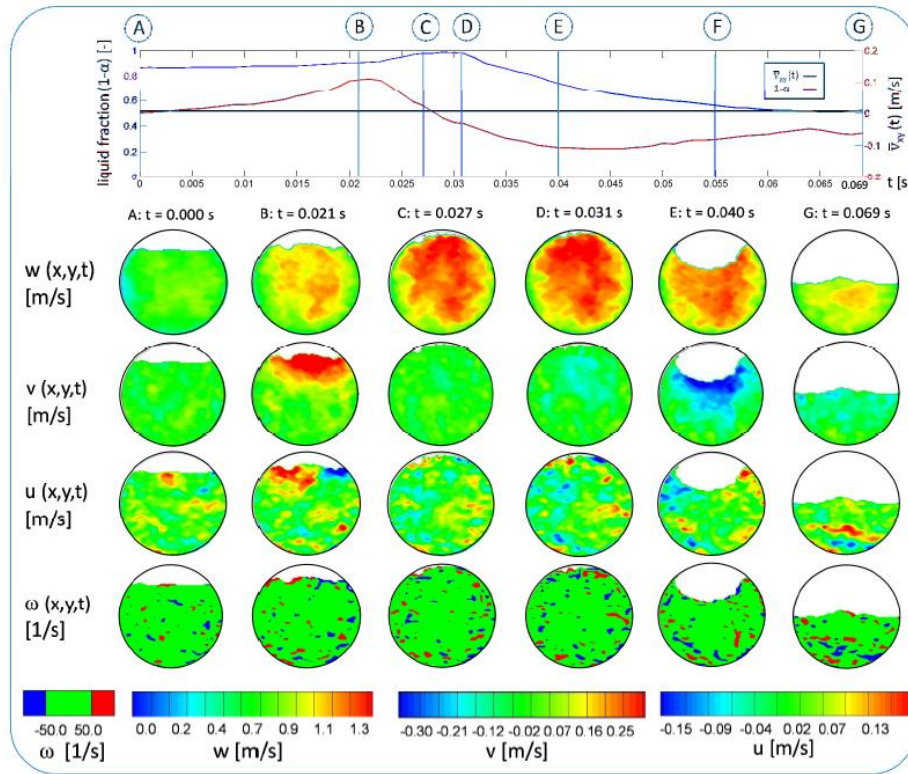
Une grande quantité de vagues se forme près de l'entrée, puis la fréquence diminue pour finalement se stabiliser à une distance d'environ 250 diamètres de l'entrée (20 mètres). Le pic de fréquence proche de l'entrée est attribué aux éléments du circuit hydraulique (pompes, vannes, etc.) permettant une formation d'instabilités.

De manière plus visuelle, Czapp *et al.* [73;81] ont étudié un écoulement d'eau et d'air dans un tube horizontal de 54 mm de diamètre, et de longueur 9,46 m. L'entrée du canal est séparée en deux par une plaque horizontale où sont injectés de l'air par le haut et de l'eau par le bas à des vitesses maîtrisées. Le taux de vide à l'entrée est donc fixé à 50%. Deux dispositifs de Stéréo PIV, permettant de mesurer plusieurs composantes du champ de vitesse du fluide, sont installés à des distances fixes de l'entrée, à 2,22 et 7,25 m, l'origine étant prise à l'extrémité de la lame séparatrice des phases à l'entrée (cf. Figure II-4).



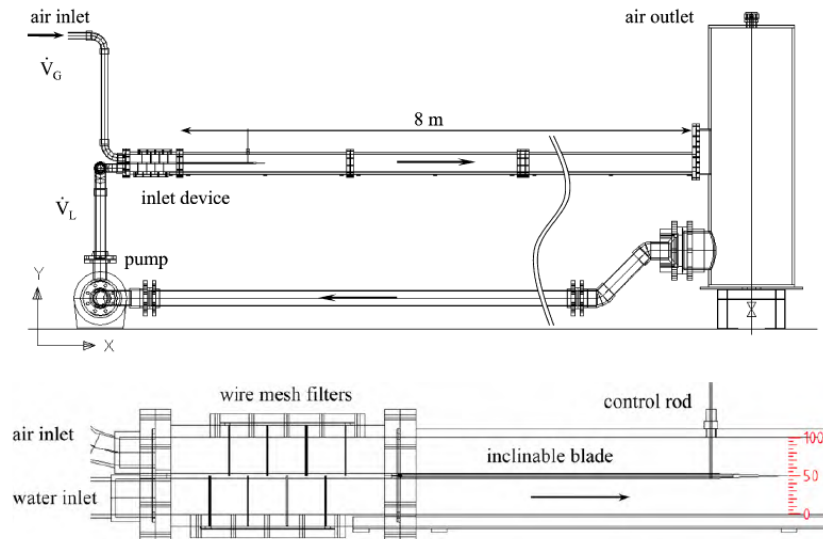
**Figure II-4.** Dispositif expérimental utilisé par Czapp *et al.* [73;81].

La Figure II-5 donne des relevés de vitesse axiale  $w$ , verticale  $v$  et horizontale  $u$  en une position donnée en fonction du temps, ainsi que le profil de vorticité axiale  $\omega$ . Le profil de taux de vide (en bleu) est aussi donné, et on observe le passage du début d'une poche.



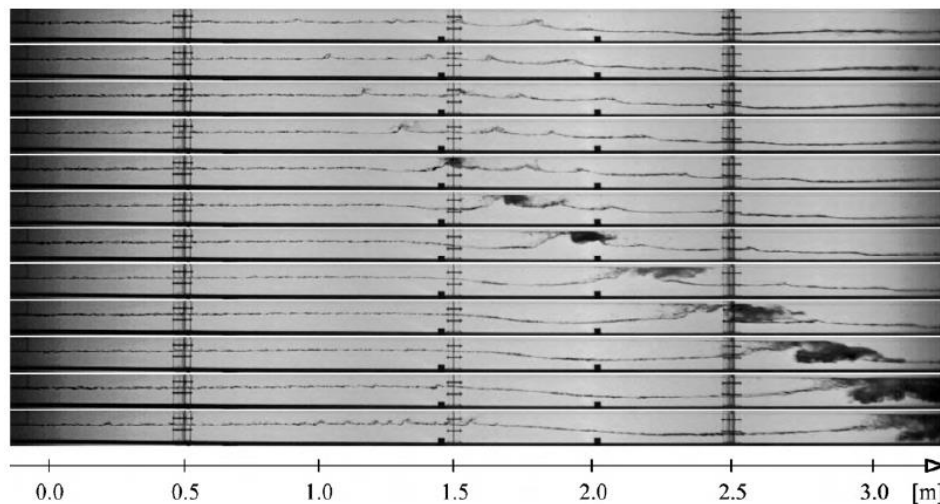
**Figure II-5.** Champs de vitesse en une position fixe en fonction du temps [73].

Un autre dispositif expérimental permettant une bonne visualisation de l'écoulement co-courant d'eau et d'air dans un canal horizontal est l'installation expérimentale HAWAC [82;83]. Cette installation est constituée d'un canal plan rectangulaire de longueur 8 mètres, de hauteur 100 mm et de profondeur 30 mm. Les débits sont contrôlés en entrée, et une lame inclinable permet d'imposer un taux d'ouverture et donc d'imposer la valeur du taux de vide en entrée (cf. Figure II-6).



**Figure II-6.** Installation HAWAC et détail de l'entrée [78].

Le canal est entièrement transparent pour permettre des visualisations. La formation de vagues est alors observée, en fonction de la distance à l'entrée du canal (cf. Figure II-7).



**Figure II-7.** Photographies de la première moitié du canal ( $z = 0 - 3,2$  m) après l'entrée,  $\Delta t = 50$  ms [78].

Le passage de la vague précédente est observé sur la première image, le niveau de liquide étant plus bas qu'en entrée. Des instabilités se forment, grandissent et se rejoignent même pour former une grosse vague puis une poche.

De nombreuses études existent donc sur le sujet des écoulements adiabatiques à poches et bouchons, qui nous permettront de valider qualitativement et quantitativement les résultats de simulation obtenus au chapitre IV.

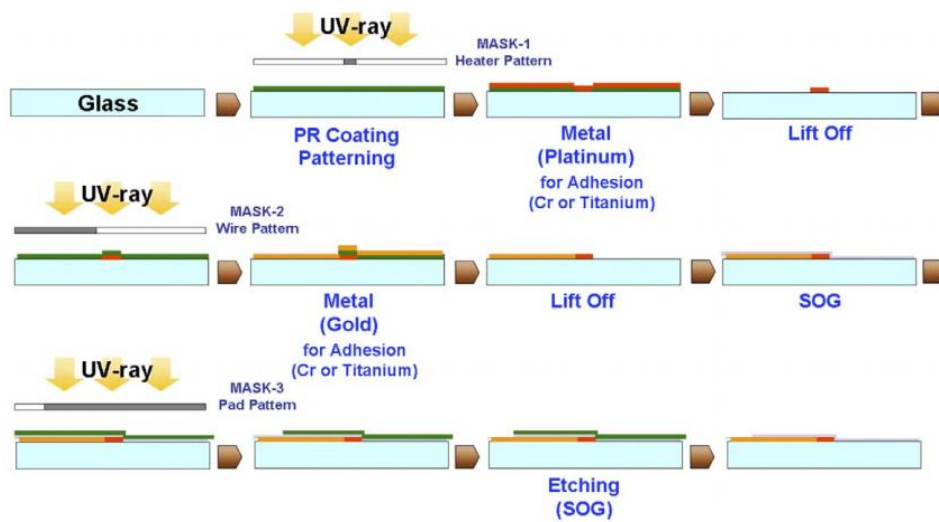
La visualisation des écoulements adiabatiques est relativement aisée, car des matériaux transparents peuvent facilement être mis en œuvre. La visualisation des écoulements chauffés l'est beaucoup moins, mais est cependant nécessaire à la validation du présent travail.

## II.2.2 Visualisations des écoulements diphasiques en évaporation

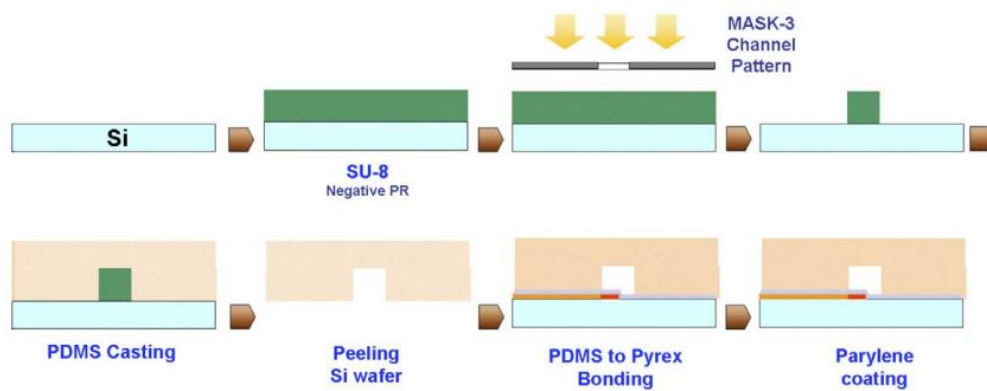
Très peu d'études expérimentales ont été réalisées avec une visualisation directe de l'écoulement lors de l'évaporation. Du fait des limitations techniques, les études sont conduites principalement avec un réfrigérant comme fluide de travail.

### II.2.2.1 Mini et micro-canaux

La visualisation directe dans les petits canaux, de dimensions de l'ordre du millimètre ou du micromètre est moins complexe technologiquement, notamment grâce à une surface à chauffer moins importante. De nombreuses études expérimentales existent sur le sujet [84]. Certaines utilisent des méthodes issues de la micro-électronique pour fabriquer des micro-canaux transparents chauffés sur une face [85] : par différentes étapes de dépôt et de gravure, une zone chauffante (généralement un métal chauffé par effet Joule) ainsi que le canal sont créés sur un substrat (cf. figures 8 et 9).

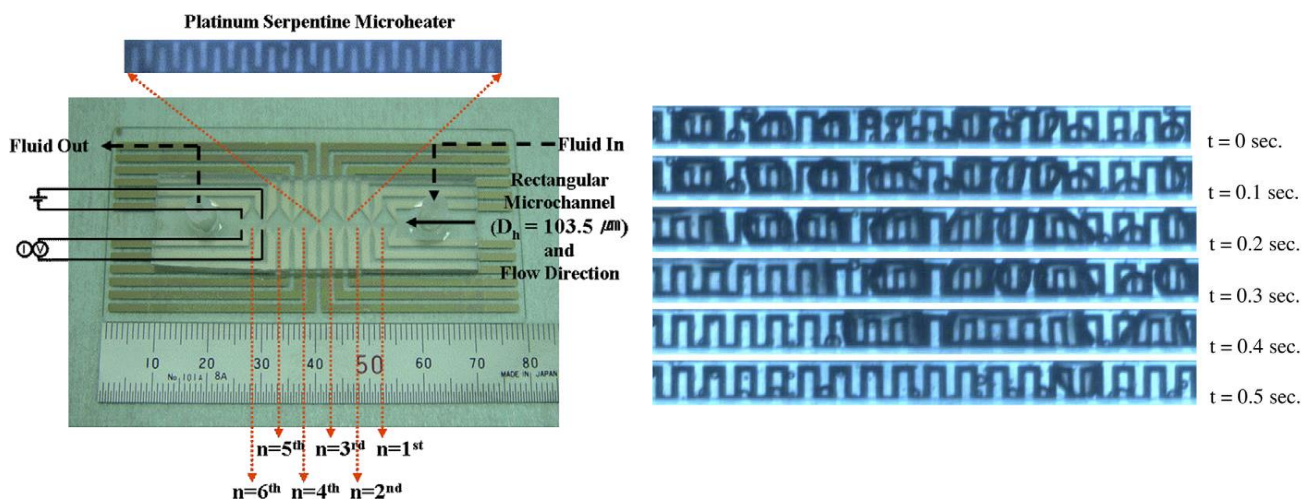


**Figure II-8.** Procédé de fabrication de l'élément de chauffe par des procédés de microélectronique [85].



**Figure II-9.** Procédé de fabrication du micro-canal [85].

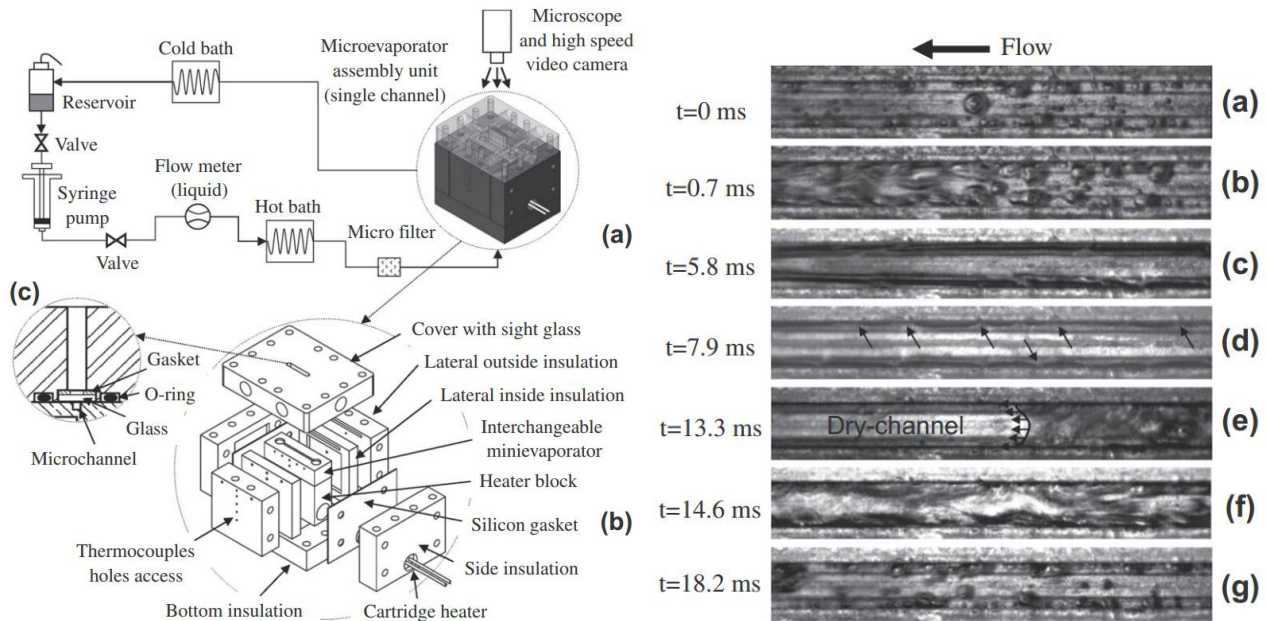
La section d'essais est présentée sur la Figure II-10. Les visualisations de l'écoulement en évaporation se font directement par transparence.



**Figure II-10.** Section d'essais, composée d'un micro-canal et d'un élément chauffant (à gauche) et résultats (à droite) [85].

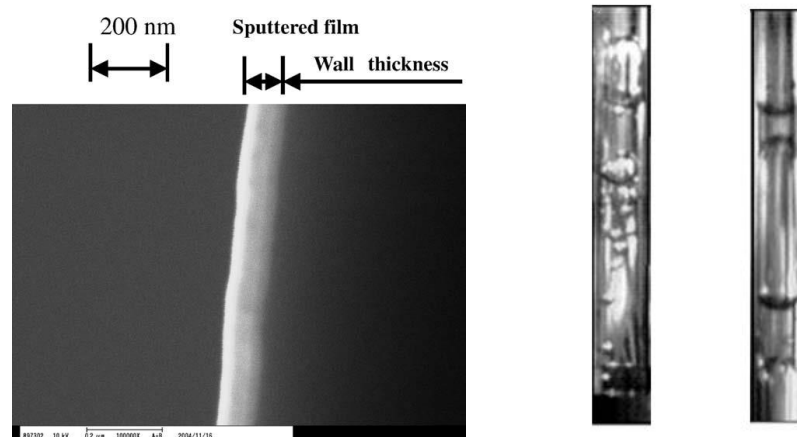
Le canal peut également être usiné directement dans le métal qui va servir d'élément chauffant. Puis il est recouvert d'une vitre en verre, permettant ainsi une visualisation directe de l'écoulement [86] (cf. Figure II-11).





**Figure II-11.** Installation expérimentale pour l'étude sur un micro-évaporateur (à gauche), résultats (à droite) [86]

Enfin, des dépôts d'une couche mince d'Oxyde Transparent Conducteur (TCO en anglais pour Transparent Conductive Oxide) sont possibles pour de tels canaux. Il s'agit de matériaux transparents optiquement mais conducteurs électriques. Il peut s'agir d'oxyde d'indium-étain (ITO pour Indium Tin Oxide), d'oxyde de zinc (ZnO) ou d'oxyde d'étain dopé au fluor (FTO pour Fluorine doped Tin Oxide). Du fait de leur petite taille, les tubes peuvent entrer dans les machines de dépôt, ce qui facilite la pose de la couche mince sur leur face externe (cf. Figure II-12) [87;88].



**Figure II-12.** Vue au microscope électronique à balayage d'une nano-couche de TCO (à gauche), visualisations (à droite) [88]

Toutes ces techniques permettent la visualisation de l'évolution du régime d'écoulement au cours de l'évaporation en mini et micro-canaux. Cependant il existe plusieurs différences importantes entre les écoulements diphasiques en macro et micro-canaux : tout d'abord, du fait du confinement dans de tels canaux, des effets liés à la capillarité y sont majoritaires devant la gravité, éliminant presque la stratification, qui est un phénomène important en macro-canaux horizontaux. De plus en micro-canal l'écoulement liquide est le plus souvent laminaire, ce qui n'est pas en général le cas des macro-canaux [89]. Pour ces raisons il est donc indispensable dans le cadre de notre étude de chercher des travaux en macro-canaux.

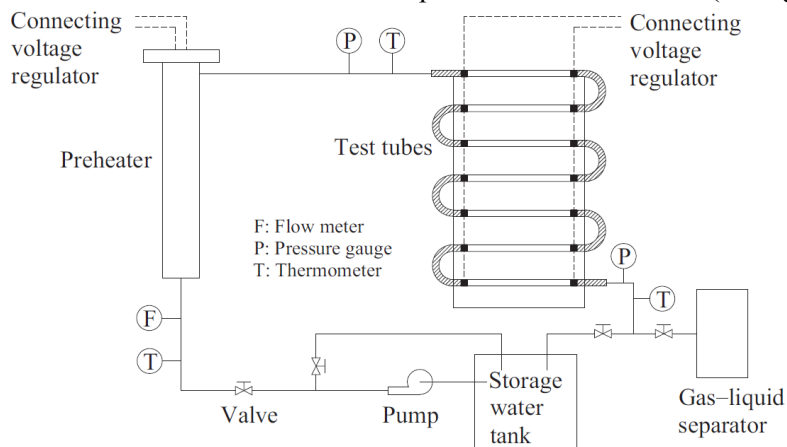
### II.2.2.2 Macro-canaux

La plupart des travaux de la littérature concernant l'étude des régimes d'écoulements en évaporation se basent sur l'observation de l'écoulement après la zone d'évaporation dans une zone transparente adiabatique (voir la section II.2.3). Mais cela ne permet donc pas de voir l'évolution du régime d'écoulement lors de l'évaporation. Cependant certaines études existent sur la visualisation directe de l'écoulement pendant le processus de changement de phase.

La principale méthode de chauffe permettant de conserver la transparence lors de la chauffe de macro-canaux dans la littérature est l'utilisation d'une couche d'Oxyde Transparent Conducteur (TCO). Il existe à l'heure actuelle peu de travaux sur le sujet.

- Yin et al. (2013, [90])

Dans ces travaux récents, une équipe chinoise étudie l'évolution du régime d'écoulement par visualisation directe. Le fluide de travail est de l'eau à pression atmosphérique, qui est sous phase liquide proche de la saturation à l'entrée de la section d'essais. Celle-ci est constituée de tubes droits transparents horizontaux de diamètres internes 8 ou 10 mm suivant la configuration, connectés entre eux par des sections de tubes en silicone opaque. Un revêtement d'ITO est déposé sur la face externe des tubes, et des électrodes permettent l'apport du courant à la couche mince et ainsi la chauffe par effet Joule des tubes (cf. Figure II-13).



**Figure II-13.** Schéma de l'installation expérimentale de Yin et al. [90]

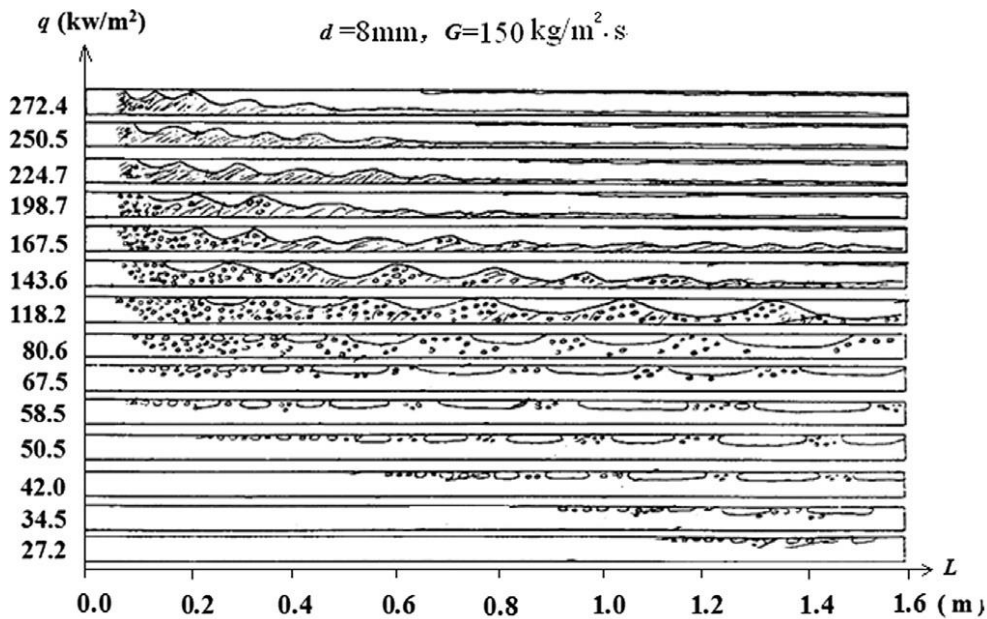
Les auteurs isolent des régimes d'écoulement (bulles, poches et bouchons, à vagues, stratifié et annulaire) et construisent une carte d'écoulement qu'ils comparent avec celles déjà existantes dans la littérature.

Ils étudient également l'effet de différents paramètres sur l'évolution des régimes d'écoulement découlant du changement de phase :

- le flux de chaleur apporté, noté  $q$  par les auteurs ( $\text{W/m}^2$ ),
- le flux massique  $G$  ( $\text{kg/m}^2/\text{s}$ ) en entrée,
- le diamètre, noté  $d$  par les auteurs (8 et 10 mm).

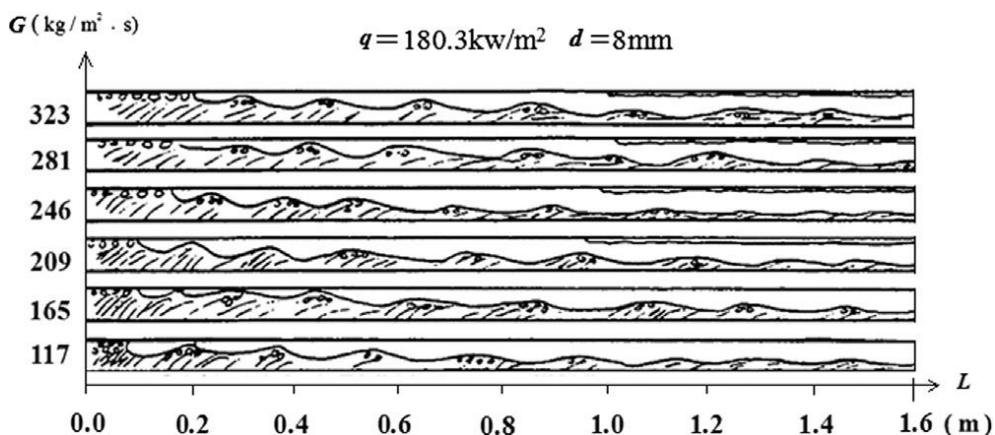
Il découle de cette étude que l'évolution des régimes d'écoulement est fortement influencée par ces trois paramètres. Les phénomènes sont retranscrits par les auteurs sous forme de croquis basés sur leur étude par visualisation directe, et des conclusions qualitatives sont tirées de la variation des différents paramètres.

Comme attendu intuitivement, une augmentation du flux de chaleur apporté décale le point de départ de chaque régime vers l'entrée du tube, raccourcissant de fait la zone intermittente et allongeant ainsi la zone de régime annulaire (cf. Figure II-14).



**Figure II-14.** Effet du flux de chaleur sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur variable et un flux massique fixé en entrée [90]

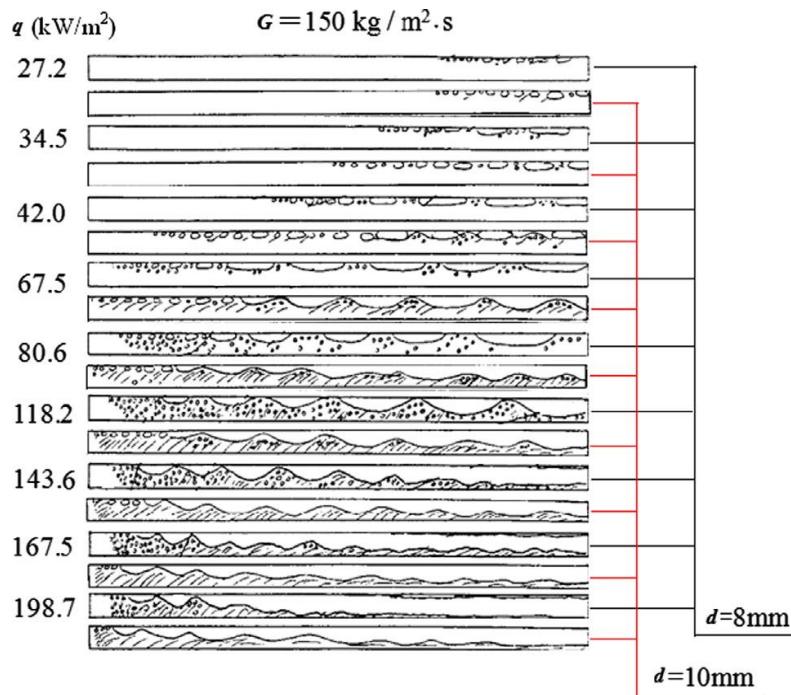
L'étude de l'influence du flux massique en entrée montre que le régime annulaire apparaît seulement à haut flux massique, car à faible flux massique seuls les régimes à poches et bouchons ainsi qu'à vagues apparaissent (cf. Figure II-15).



**Figure II-15.** Effet du flux massique sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur constant et un flux massique variable en entrée [90]

L'augmentation de la taille du tube entraînant une augmentation de la puissance par unité de masse pour un flux massique et un flux de chaleur fixés, les transitions entre régime apparaissent plus tôt pour le tube de plus grand diamètre (cf. Figure II-16). D'après les auteurs, le régime annulaire apparaît plus facilement dans le tube de plus petit diamètre, à cause du cisaillement de la vapeur qui y est plus important.





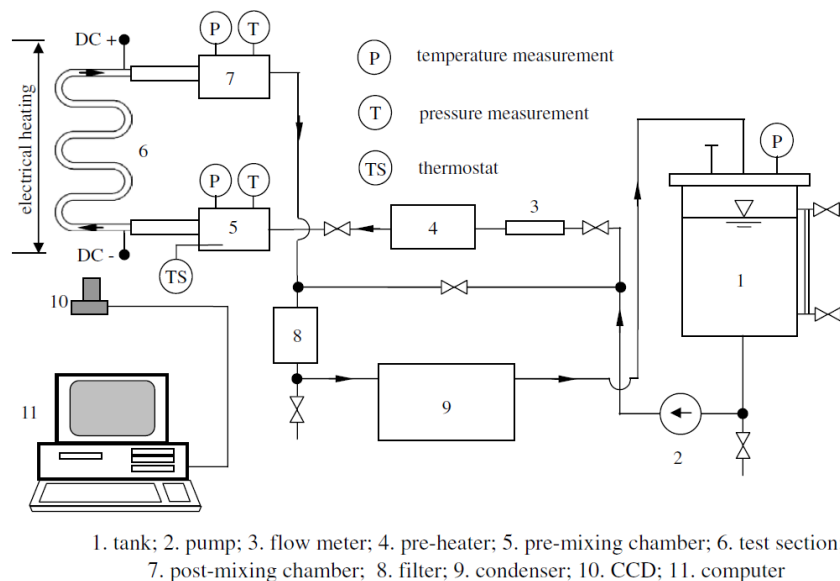
**Figure II-16.** Effet du diamètre sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur variable et un flux massique fixé en entrée [90]

Cette étude est a priori intéressante pour notre cas, cependant elle reste très qualitative et les croquis sont difficilement comparables à des résultats de calcul. Cependant les tendances pourront être utilisées pour vérifier le travail numérique.

- Yang et al. (2008, [91])

Une étude expérimentale et numérique a été conduite sur un tube en serpentin horizontal chauffé par un flux constant. Il s'agit de la même géométrie que l'étude de Yin *et al.* [90] (ci-dessus) sauf que tout l'écoulement en évaporation est visible et photographié, ce qui permet une comparaison qualitative avec des résultats de calcul CFD.

Le fluide utilisé est un fluide frigorigène (le R141b) dont la température de saturation est de 34°C à la pression atmosphérique. L'installation expérimentale est présentée sur la Figure II-17.



**Figure II-17.** Schéma de l'installation expérimentale de Yang et al. [91]

La section d'essais est un tube en quartz (diamètres interne et externe de 6 et 8 mm respectivement) en forme de serpentin, recouvert sur la face externe par un revêtement de TCO. Aux deux extrémités du tube ainsi que sur deux coudes sont branchées des arrivées de courant alternatif permettant de générer un flux de chaleur constant par effet Joule dans la nano-couche. L'écoulement est filmé par une caméra rapide avec une vue d'ensemble permettant de visualiser l'évolution de l'écoulement depuis le sous-refroidissement jusqu'aux larges poches de vapeurs créées (cf. Figure II-18).



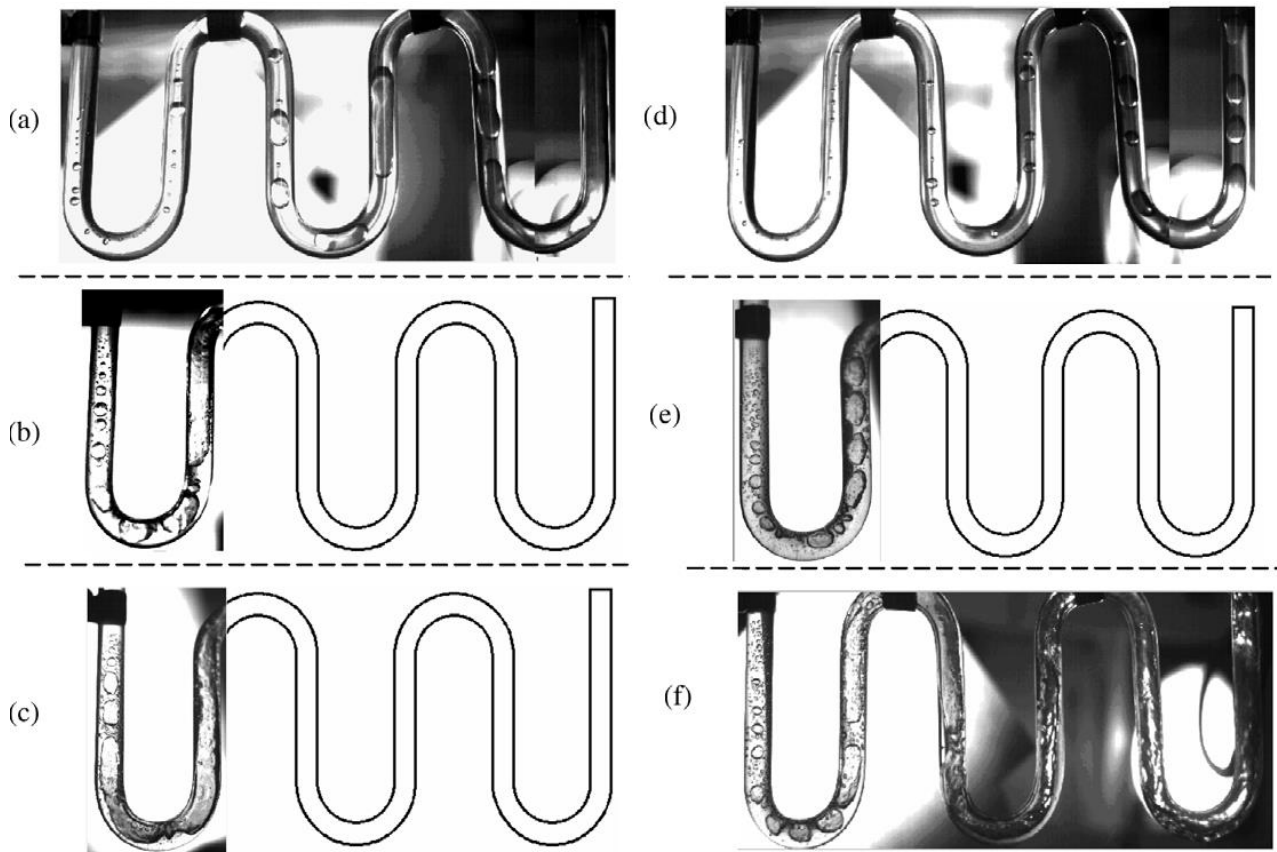
**Figure II-18.** Photographie de la section d'essais, évolution du régime d'écoulement [91]

Différents cas sont définis et correspondent à une variation de flux et de débit de liquide en entrée, résumés dans le Tableau II-1. Notons que le sous-refroidissement en entrée du cas 4 est différent des autres pour une raison que les auteurs ne précisent pas.

	<b>Flux de chaleur (W/m<sup>2</sup>)</b>	<b>Débit volumique (L/h)</b>	<b>Sous-refroidissement (K)</b>
Cas 1 (a)	6888	10	8,5
Cas 2 (b)	17848	10	8,5
Cas 3 (c)	24874	10	8,5
Cas 4 (d)	6888	15	10,5
Cas 5 (e)	17848	15	8,5
Cas 6 (f)	24874	15	8,5

**Tableau II-1.** Grille des cas expérimentaux [91]

A ces essais correspondent les photos prises avec la caméra rapide de la section d'essais complète (cf. Figure II-19). Les photos des cas 2, 3 et 5 sont incomplètes pour des raisons "techniques" selon les auteurs. Ils précisent cependant que l'écoulement en aval pour ces cas est similaire à celui du cas 6, c'est-à-dire un écoulement annulaire très agité.



**Figure II-19.** Photographies des observations expérimentales de Yang *et al.* [91]

Les cas 1 et 4 correspondent au flux de chaleur apporté le plus faible, c'est pour cela que l'écoulement est beaucoup moins agité que dans les autres cas. Le liquide est sous-refroidi en entrée, et le flux sert donc principalement à chauffer le liquide jusqu'à la température de saturation. Là, de petites bulles se forment, et grossissent jusqu'à former de larges poches de vapeur. Les cas 2, 3, 5 et 6 présentent un régime à bulle très court et tendent très rapidement vers un régime agité. Ils se terminent avec un écoulement à vagues ou annulaire. Il est à noter que la même équipe a publié des études sur le même dispositif (tube en serpentin chauffé par un revêtement de TCO), en vertical [92;93], en se concentrant sur la formation des bulles à la paroi [94] ou sur la modélisation du dispositif avec le modèle à deux fluides [95].

Ces données, même si elles restent assez éloignées du cas de l'ébullition en tube droit de l'eau sous pression, nous permettront tout de même d'analyser qualitativement les résultats du modèle numérique présentés au Chapitre IV. Il ressort également de cette étude le manque de données expérimentales sur le sujet, et la nécessité d'une installation dédiée, permettant visualisation et mesures thermiques et hydrauliques couplées.

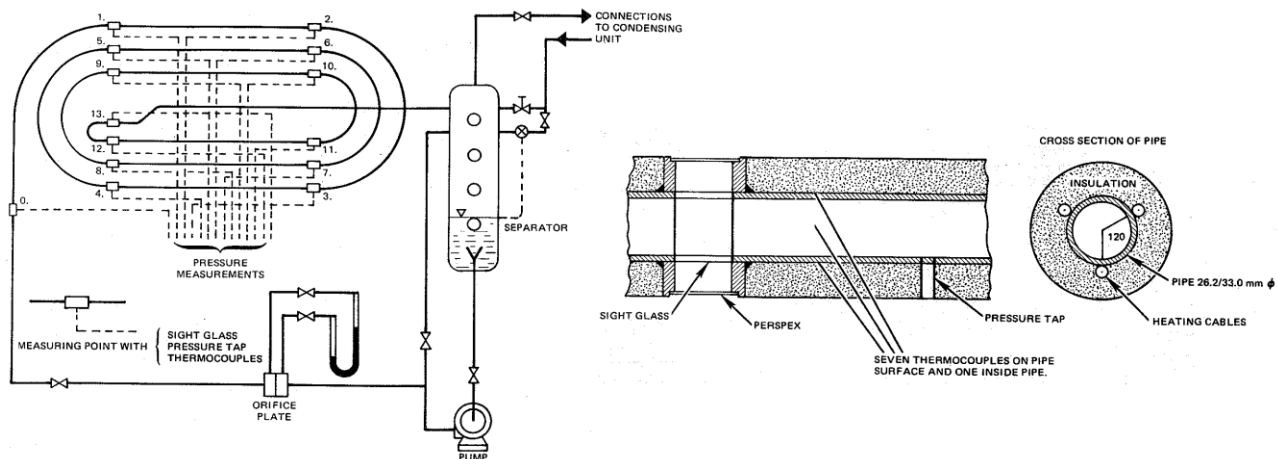
Malgré le peu de résultats expérimentaux trouvés dans la littérature sur la visualisation complète du développement des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, de nombreuses études se sont intéressées aux régimes d'écoulement lors du changement de phase, mais observés dans une zone adiabatique en aval de la zone de chauffe. Ces études restent néanmoins intéressantes du fait des photos d'écoulements publiées, qui pourraient être comparées à des résultats numériques.

### II.2.3 Visualisations dans une zone adiabatique

La plupart des cartes d'écoulement en changement de phase (voir chapitre I) ont été construites à l'aide d'installations expérimentales permettant une visualisation de l'écoulement. Ces installations se composent généralement d'une zone transparente non chauffée qui se situe à la fin de la zone de chauffe. Des études de ce genre existent en micro et mini-canaux [96;97] et en écoulement vertical [98]. En écoulement vertical, la visualisation se fait également souvent sur des écoulements en évaporation dans des espaces annulaires : un

tube (ou fil) chauffant se trouve à l'intérieur d'un tube en verre, sur le même axe, et l'ébullition externe sur le tube est alors observée [99].

Pour les écoulements horizontaux, des études assez anciennes existent sur la visualisation des régimes d'écoulements diphasiques. Ces auteurs utilisent un montage expérimental composé généralement d'un tube évaporateur en acier, suivi d'une zone de visualisation transparente permettant le relevé des configurations d'écoulement. Shah [100;101] exploite une installation de 140 mètres de long, un tube de diamètre interne de 26 mm en acier chauffé par trois cordons chauffants, et plusieurs fenêtres de visualisation (cf. Figure II-20).



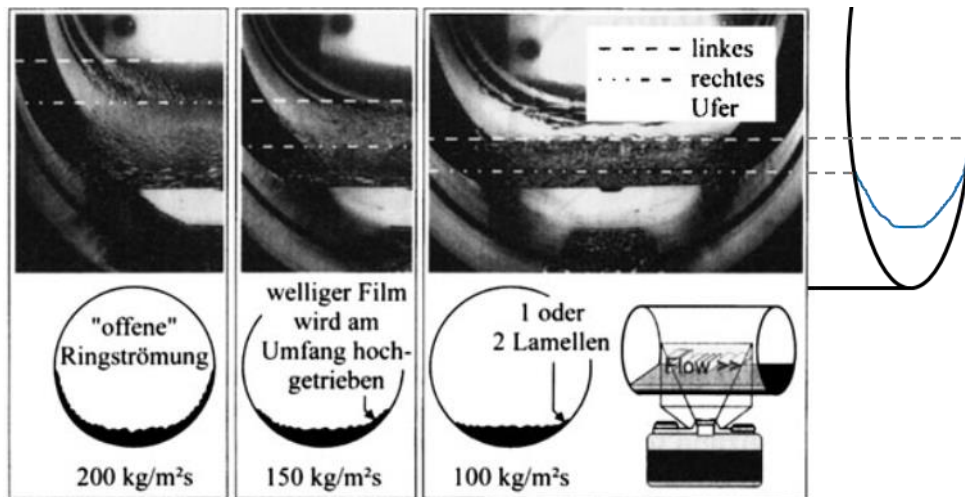
**Figure II-20.** Installation expérimentale utilisée par Shah (à gauche), détails de la zone de visualisation et des cordons chauffants (à droite) [100;101]

Danilova *et al.* [102] ont utilisé une zone de visualisation en quartz sur des tubes horizontaux (diamètre interne de 6 à 10 mm) ou verticaux (diamètre interne de 10 mm). Un générateur de vapeur délivre le titre désiré (en produisant une certaine quantité de vapeur), puis l'écoulement passe par une zone d'établissement avant la visualisation.

Cependant dans ces travaux ne figurent pas de photos, les moyens de visualisation de l'époque permettant le plus souvent la construction de cartes d'écoulement uniquement.

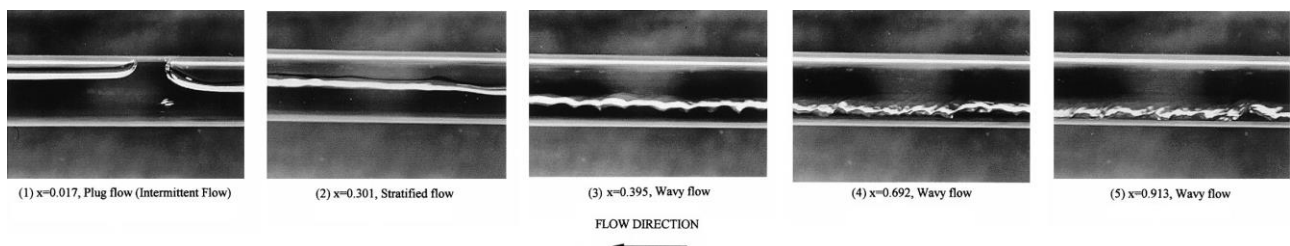
L'équipe de Wattelet *et al.* [38] a mené une étude complète de l'évaporation de fluides frigorigènes dans des tubes horizontaux pour des applications de refroidissement industriel, et a mené également une étude phénoménologique en utilisant des fenêtres de visualisation à l'entrée et la sortie de l'installation.

Dans le contexte de l'étude des écoulements dans une centrale solaire à génération directe de vapeur, Laufs *et al.* [70;103] ont utilisé une installation de 8 mètres de long et de 64 mm de diamètre interne pour simuler l'écoulement en évaporation d'eau sous haute pression (de 30 à 100 bar) avec du Fréon 11 à des pressions plus raisonnables (de 4 à 17 bar). Une fenêtre de visualisation tenant les hautes pressions et les températures de l'ordre de 200°C est disponible. Un flux de vapeur légèrement surchauffée circule dans la fenêtre entre l'écoulement et l'environnement extérieur afin de limiter les pertes thermiques. Peu de photos ont été publiées, seulement une évolution du régime stratifié avec la variation de la vitesse massique (cf. Figure II-21). On y voit la remontée de l'écoulement stratifié le long de la paroi quand le débit massique augmente.



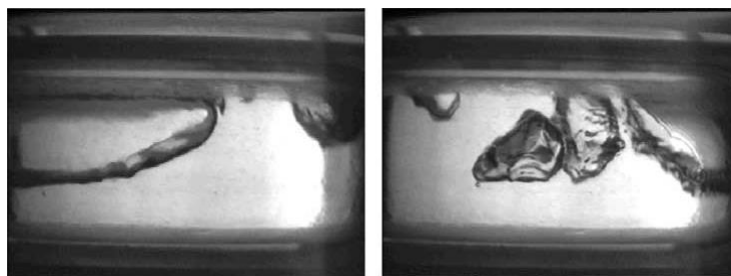
**Figure II-21.** Evolution du régime stratifié avec la variation de vitesse massique (vue de côté) [103]

Toujours sous pression (7 bar) mais pour du Fréon 22, l'équipe de Wang *et al.* [104] a étudié dans une section d'essais permettant une visualisation en fin de zone de chauffe l'écoulement dans un tube de 6,5 mm de diamètre pour une gamme de vitesse massique de 50 à 700 kg/m²/s. Les régimes d'écoulement sont comparés avec la carte de Weisman [105] et un bon accord est trouvé. Des photos sont présentées à débits fixés pour différents titres, comme par exemple pour 50 kg/m²/s sur la Figure II-22.



**Figure II-22.** Régimes d'écoulement pour différents titres à un flux massique de 50 kg/m²/s [104]

L'équipe suisse de l'Institut Polytechnique Fédéral de Lausanne a beaucoup contribué à l'établissement de cartes d'écoulement non adiabatiques (voir le chapitre I). De ce fait des travaux ont été publiés qui présentent des photos de régimes d'écoulement pris dans une zone adiabatique. Zürcher *et al.* [47] a exploité une installation de 3 mètres de long, la zone chauffée étant un échangeur bitubes: le tube central de diamètre 10,9 mm contient le fluide d'étude (de l'ammoniac, du R-134a ou du R-407C) et dans le tube extérieur circule de l'eau à contre-courant permettant au réfrigérant de s'évaporer. Des photos illustrant les régimes d'écoulements trouvés pour un certain débit et un certain titre ont été prises dans une zone adiabatique directement en sortie de la section d'essais, permettant ainsi de construire une nouvelle carte d'écoulement (cf. Figure II-23).



**Figure II-23.** Régime intermittent pour un écoulement d'ammoniac à un titre de 0,06 et un flux massique de 180 kg/m²/s [47]

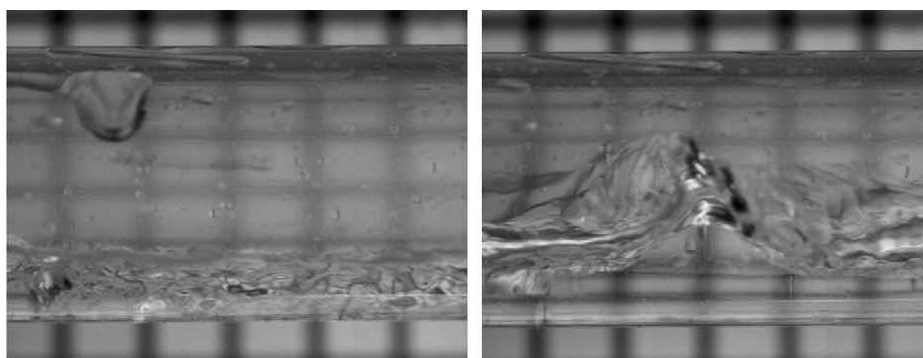


L'installation utilisée par Da Silva Lima *et al.* [106] est très similaire à la précédente, mais les visualisations sont faites directement dans l'évaporateur. Celui-ci est composé d'un échangeur bitubes de 12 mètres de long dans lequel de l'ammoniac s'évapore et de zones adiabatiques transparentes situées avant et après les coudes (cf. Figure II-24). Le diamètre interne du tube est de 14 mm.



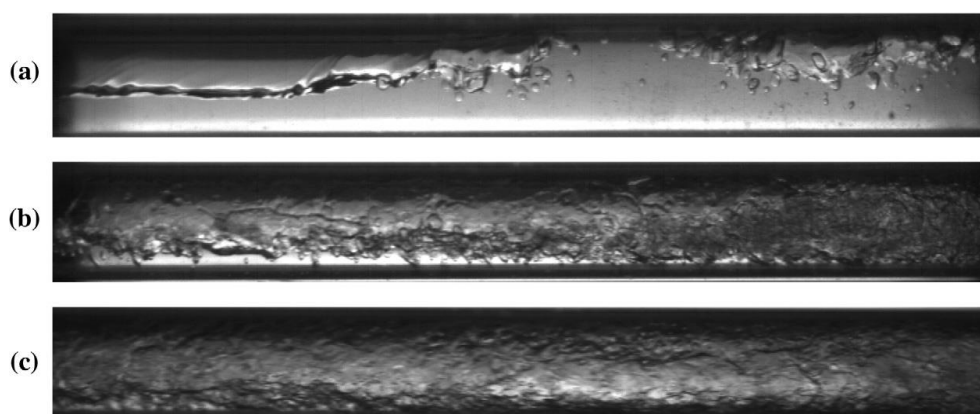
**Figure II-24.** Photo de l'évaporateur (avant isolation) et des zones de visualisation [106]

Dans cette étude les visualisations sont réalisées avant les coudes et à la sortie du préchauffeur (juste avant d'entrer dans l'évaporateur). Sur la Figure II-25 sont présentés des exemples de photos réalisées sur cette installation. Les régimes d'écoulement sont comparés à la carte de Wojtan *et al.* [49].



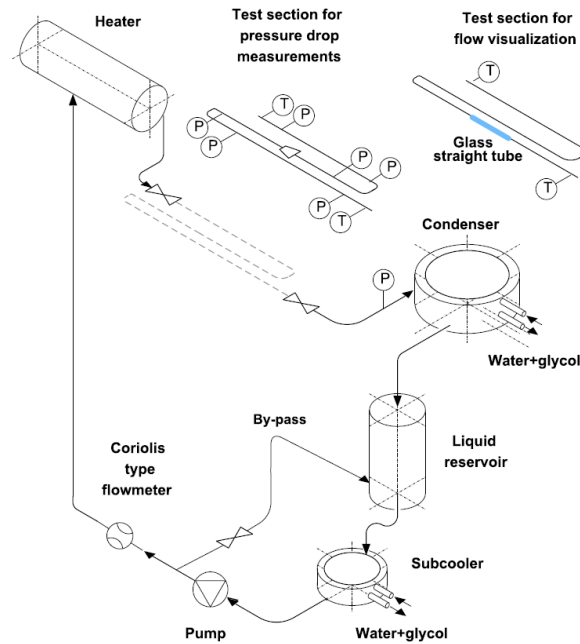
**Figure II-25.** Ecoulement d'ammoniac à un titre de 0,11 et un flux massique de 50 kg/m<sup>2</sup>/s [106]

Enfin plus récemment, Mastrullo *et al.* [107] ont réalisé une carte d'écoulement pour deux fluides, le CO<sub>2</sub> et le R410A à partir d'observations réalisées en sortie de zone chauffée de 78 cm de long dans un tube de diamètre interne 6 mm (cf. Figure II-26).



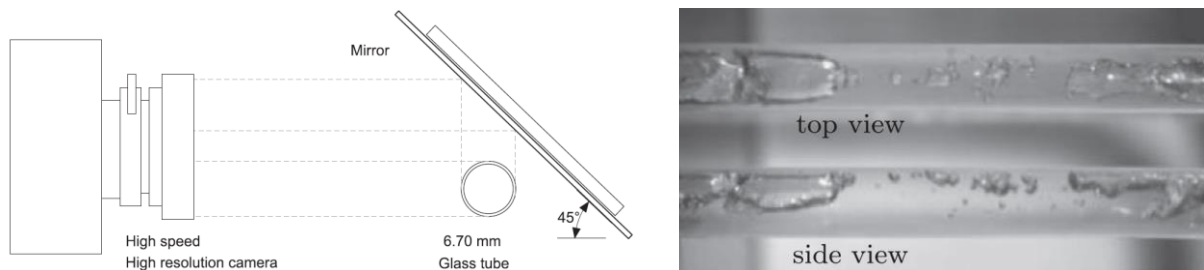
**Figure II-26.** Ecoulement de CO<sub>2</sub> à un flux massique de 350 kg/m<sup>2</sup>/s à des titres de (a)  $x = 0,10$  (b)  $x = 0,24$  (c)  $x = 0,69$  [107]

Padilla *et al.* [108] ont quant à eux étudié l'écoulement de 3 fluides (HFO-1234yf, R-134a et R-410A) dans des sections d'essais interchangeables : l'une opaque permettant des mesures de pertes de charge, et l'autre transparente permettant la visualisation de l'écoulement sur une partie droite (pour les deux premiers fluides).



**Figure II-27.** Schéma de l'installation expérimentale de Padilla *et al.* [108]

Le tube possède un diamètre de 6,7 mm, le flux massique varie entre 300 et 500 kg/m<sup>2</sup>/s, le titre entre 0,05 et 0,95. Du point de vue de la visualisation, l'intérêt est que les images sont capturées simultanément du haut et du côté du tube par un système de miroir incliné à 45° (cf. Figure II-28).



**Figure II-28.** Système optique permettant la prise de vue simultanée du haut et du côté du tube (à gauche)

Photo de l'écoulement de HFO-1234yf à un flux massique de 300 kg/m<sup>2</sup>/s et un titre de 0,05 (à droite) [108]

Il découle de cette étude que le HFO-1234yf, un possible remplaçant moins nocif du R-134a, possède les mêmes structures d'écoulement. De plus, la carte de Wojtan [49] permet de bien prédire ces régimes.

## II.2.4 Conclusion

Ainsi, bien que de nombreuses études diphasiques sur le changement de phase existent, peu permettent de visualiser l'écoulement en train de s'évaporer. Une grande partie des travaux se concentrent sur une zone adiabatique située en fin de zone d'évaporation, permettant ainsi de construire ou valider des cartes d'écoulement, mais pas d'accéder à l'évolution de la structure de l'écoulement au cours de l'évaporation. C'est pourquoi la construction d'une telle installation expérimentale serait intéressante afin de valider l'approche de calcul présentée dans ce document. Pour cela, des éléments de conception et de dimensionnement seront présentés dans le chapitre V.

### II.3 Simulation d'écoulements diphasiques

Deux techniques permettant de caractériser un écoulement sont disponibles en CFD pour simuler des écoulements diphasiques : la description lagrangienne et la description eulérienne.

La première concerne les écoulements dans lesquels la seconde phase n'occupe qu'une faible fraction volumique (même si sa proportion en masse peut être grande), le mouvement de cette phase étant déterminant (c'est le cas de particules solides dans un liquide par exemple). La trajectoire de chaque particule est alors calculée.

La seconde, celle que nous allons utiliser dans ce travail, est la description eulérienne. Elle décrit le champ de vitesses qui associe à chaque point un vecteur vitesse.

Pour modéliser les écoulements diphasiques, un taux de présence des phases dans les cellules est défini. A une certaine position, toutes les phases peuvent être présentes avec une certaine fraction volumique.

Fluent inclut trois modèles reposants sur la description eulérienne : pour les écoulements dispersés (vapeur en faible fraction dans le liquide), le modèle de mélange ou "mixture model" et le modèle à deux fluides (parfois appelé eulérien). Pour le traitement fin des larges interfaces liquide-vapeur, le modèle "Volume Of Fluid" (VOF) est préféré [109].

Ces trois modèles ainsi que les travaux de la littérature les utilisant vont être décrits ci-dessous.

#### II.3.1 Ecoulements dispersés

##### II.3.1.1 Modèle de mélange

###### II.3.1.1.1 Présentation

Le modèle diphasique *homogène* suppose que les phases en présence sont parfaitement mélangées et partagent un seul champ de vitesse, pression, température, turbulence, etc. Le modèle *de mélange* est une adaptation du modèle homogène, car le transport de la phase secondaire (la vapeur dans notre cas) est également résolu, ce qui permet un mouvement relatif de celle-ci par rapport à la phase principale. Si aucune vitesse relative n'est définie, le modèle est équivalent à un modèle diphasique homogène. L'hypothèse principale sous-jacente de ce modèle est que localement et sur un court laps de temps, un équilibre est atteint.

Ce modèle rentre (comme le modèle VOF, voir la section II.3.2.1) dans la catégorie des modèles dits "à un fluide". En effet, les différents champs sont calculés pour un fluide monophasique imaginaire. Il s'agit du fluide représentant le mélange des phases, dont les propriétés physiques sont celles des fluides monophasiques pondérés par le taux de vide. Par exemple, la densité  $\rho_m$  et la viscosité  $\mu_m$  du mélange sont définies par :

$$\rho_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \rho_k = \alpha_v \rho_v + \alpha_l \rho_l \quad \text{II.4}$$

$$\mu_m = \sum_{k=1}^n \alpha_k \mu_k \quad \text{II.5}$$

Dans les équations ci-dessus,  $\alpha_v$  est le taux de présence volumique de vapeur dans une maille, aussi appelé taux de vide, est défini par :

$$\alpha_v = \frac{V_v}{V_{maille}} \quad \text{II.6}$$

Dans le cas d'un système diphasique, le taux de présence de liquide  $\alpha_l$  peut être déduit du taux de vapeur par la relation suivante :

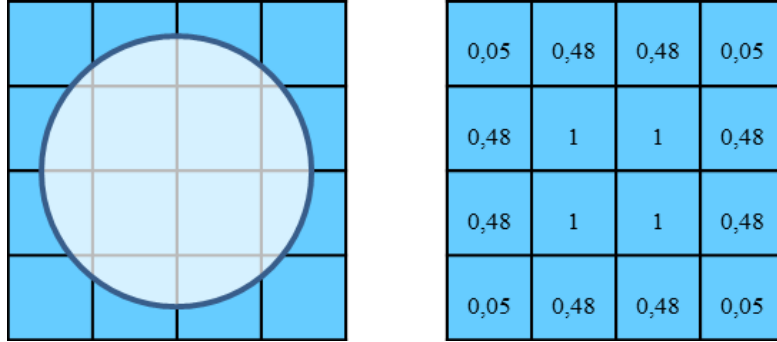
$$\alpha_v + \alpha_l = 1 \quad \text{II.7}$$

Le taux de présence le plus couramment utilisé est celui de la vapeur  $\alpha_v$ , souvent noté plus simplement  $\alpha$ .



Par la suite, pour simplifier les notations, un système à deux phases (liquide et vapeur) est supposé, le liquide étant pris pour la phase principale et la vapeur comme phase secondaire.

Dans le cadre du modèle de mélange, les deux phases peuvent s'interpénétrer : les fractions volumiques pour une cellule peuvent prendre toutes les valeurs entre 0 et 1, en fonction de l'espace occupé par la phase dans une maille. Ainsi un taux de vide de 0 correspond à une maille remplie de liquide alors qu'un taux de vide de 1 représente une maille pleine de vapeur (cf. Figure II-29).



**Figure II-29.** Notion de taux de vide. A gauche, une bulle de vapeur (blanche) dans du liquide (bleu).

A droite, représentation du taux de vide dans les mailles

De la même façon que pour les propriétés physiques, une vitesse ainsi qu'une énergie de mélange sont définies :

$$\vec{v}_m = \frac{\alpha \rho_v \vec{v}_v + (1-\alpha) \rho_l \vec{v}_l}{\alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l} \quad \text{II.8}$$

$$E_m = \frac{\alpha \rho_v E_v + (1-\alpha) \rho_l E_l}{\alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l} \quad \text{II.9}$$

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie résolues pour le mélange sont alors les suivantes :

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m) = S_m \quad \text{II.10}$$

$$\frac{\partial \rho_m \vec{v}_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m \vec{v}_m) = -\nabla P + \nabla \cdot [\mu_m (\nabla \vec{v}_m + \nabla \vec{v}_m^T)] + \rho_m \vec{g} \quad \text{II.11}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m C_{p,m} T_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m C_{p,m} T_m) = \nabla \cdot (\lambda_m \nabla T_m) + S_E \quad \text{II.12}$$

Il peut être noté que le transport de l'énergie est uniquement réalisé pour l'énergie sensible ( $C_p T$ ), et ne prend donc pas en compte l'énergie latente de changement de phase (voir le chapitre III).

La vitesse de la vapeur par rapport au liquide est appelée vitesse relative (ou vitesse de glissement), et est définie par :

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_v - \vec{v}_l \quad \text{II.13}$$

Cependant il est parfois plus commode de manier la vitesse de drift (dérive en français), qui représente la différence de vitesse entre la vapeur et le mélange :

$$\vec{v}_{dr} = \vec{v}_v - \vec{v}_m \quad \text{II.14}$$

Ces deux vitesses sont liées de la façon suivante pour un système à deux phases :

$$\vec{v}_{dr} = \vec{v}_{rel} \left( 1 - \frac{\alpha \rho_v}{\rho_m} \right) \quad \text{II.15}$$

L'équation de transport de la phase secondaire peut être écrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial \alpha \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_v \vec{v}_v) = S_{m,v} \quad \text{II.16}$$

En réécrivant l'équation II.16, de façon à faire ressortir la vitesse relative définie par l'équation II.13, on obtient :

$$\frac{\partial \alpha \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_v \vec{v}_m) = -\nabla \cdot \left( \alpha \rho_v \vec{v}_{rel} \left( 1 - \frac{\alpha \rho_v}{\rho_m} \right) \right) + S_{m,v} \quad \text{II.17}$$

Dans les équations II.10, II.12, II.16 et II.17, les termes  $S_m$ ,  $S_{m,v}$  et  $S_E$  sont les termes source des équations de conservation. Ils permettent de traduire la création ou la suppression locale des quantités conservées.

Cette vitesse est alors calculée grâce à une relation algébrique, qui peut par exemple provenir d'un équilibre des forces sur une particule. En supposant le déplacement unidimensionnel d'une particule de vapeur se déplaçant dans un écoulement et soumise à la gravité [110] :

$$m_v \frac{\partial v_{rel}}{\partial t} = V_v (\rho_l - \rho_v) g - \frac{1}{2} \rho_l A_v C_D v_{rel}^2 \quad \text{II.18}$$

Dans l'équation II.18,  $V_v$  et  $A_v$  sont respectivement le volume et l'aire de la section transversale de la particule de vapeur, et  $C_D$  est le coefficient de traînée. Après simplifications [110], et la supposition qu'un équilibre local est rapidement atteint, la vitesse relative peut s'exprimer sous forme vectorielle de la façon suivante [109] :

$$\vec{v}_{rel} = \frac{D_v^2 (\rho_v - \rho_m)}{18 \mu_l f_D} \vec{a} \quad \text{II.19}$$

où  $D_v$  est le diamètre d'une bulle de vapeur et  $f_D$  la fonction de traînée exprimé par exemple par la relation de Schiller et Naumann [109] :

$$f_D = \begin{cases} 1 + 0,15 \text{Re}^{0,687} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0,0183 \text{Re} & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad \text{II.20}$$

avec  $\text{Re}$  défini par

$$\text{Re} = \frac{D_v \rho_l v_{rel}}{\mu_l} \quad \text{II.21}$$

L'accélération  $\vec{a}$  provient principalement de l'accélération de la gravité, mais sa forme complète est la suivante :

$$\vec{a} = \vec{g} - (\vec{v}_m \cdot \nabla) \vec{v}_m - \frac{\partial \vec{v}_m}{\partial t} \quad \text{II.22}$$

Finalement, la formule algébrique donnée par l'équation II.19 permet de calculer la vitesse relative d'une petite particule de vapeur dans un écoulement de liquide. Cependant d'autres relations, notamment empiriques ou semi-empiriques pourraient également être utilisées.

### II.3.1.1.2 Travaux existants

Peu d'auteurs ont utilisé l'approche par modèle homogène pour prendre en compte les phénomènes de changement de phase, car il lui est parfois reproché de ne pas prendre assez de phénomènes en compte. Elle est cependant facile à mettre en œuvre et peu coûteuse en temps de calcul. Elle peut être suffisante pour des applications d'ingénierie nécessitant moins de précision et un temps de calcul raisonnable. C'est effectivement dans ce cadre qu'a été utilisée cette méthode dans les travaux ci-dessous.

S'intéressant aux applications dans le refroidissement des moteurs à combustion interne, Bo [111], puis Li *et al.* [112] se sont penchés sur un modèle homogène de changement de phase. Le code de calcul utilisé est le logiciel de CFD VECTIS. L'étude se limite à la zone sous-refroidie de l'écoulement. Le but est

d'obtenir un modèle simple et léger, le temps de calcul étant un élément important dans le cadre d'une application pour l'ingénierie.

Afin de gérer le palier de température lors du changement de phase, l'auteur introduit dans le code une expression de la température en fonction de l'enthalpie :

$$T = \begin{cases} h/C_{p,l} & \text{si } h < h_{l,sat} \\ T_{sat} & \text{si } h_{l,sat} < h < h_{v,sat} \\ T_{sat} + (h - h_{v,sat})/C_{p,v} & \text{si } h > h_{v,sat} \end{cases} \quad \text{II.23}$$

Les équations de conservation de masse, quantité de mouvement et énergie sont résolues en utilisant un modèle de mélange. L'équation de transport de la vapeur est donnée de la façon suivante :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{v}_v) = S \quad \text{II.24}$$

avec  $S$  le terme source de création ou suppression de vapeur.

Celui-ci est exprimé de la façon suivante :

$$S = S_{evap} + S_{cond} \quad \text{II.25}$$

où :

$$\begin{cases} S_{evap} = \max \left[ 0, \frac{\bar{\alpha} - \alpha}{t_{evap}} \right] \\ S_{cond} = \min \left[ 0, \frac{\bar{\alpha} - \alpha}{t_{evap}} \right] \end{cases} \quad \bar{\alpha} = \frac{x_{eq}^n}{x_{eq} + (1 - x_{eq}) \frac{\rho_v}{\rho_l}} \quad \text{II.26}$$

Ainsi le calcul du taux de création ou suppression de vapeur est basé sur un retour à l'équilibre rapide du taux de vapeur avec un taux d'équilibre, en fonction de deux temps caractéristiques  $t_{evap}$  et  $t_{cond}$  non précisés dans l'article. Le coefficient  $n$  est un exposant ajustable, ici fixé à 1,1. La création de vapeur n'est donc pas directement dépendante des transferts thermiques pariétaux.

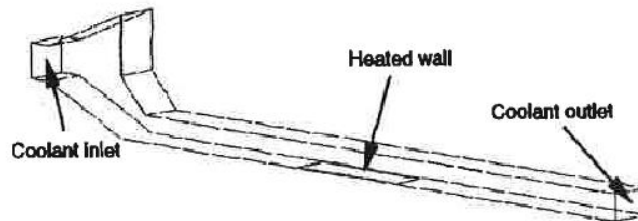
A la paroi, l'auteur divise le flux en une partie monophasique et une partie d'ébullition nucléée basée sur la corrélation de Rosenhow [63] par le biais du flux  $q_{nuc}$  :

$$q = q_{monoph} + q_{nuc} \quad \text{II.27}$$

$$q_{nuc} = C_s \mu_l h_{lv} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma}} \left[ \frac{C_{p,l}(T_p - T_{sat})}{h_{lv} \text{Pr}^{1,7}} \right]^{3,03} \quad \text{II.28}$$

Deux validations ont été réalisées, l'une pour un écoulement horizontal et l'autre pour un écoulement vertical, tous deux sous-refroidis.

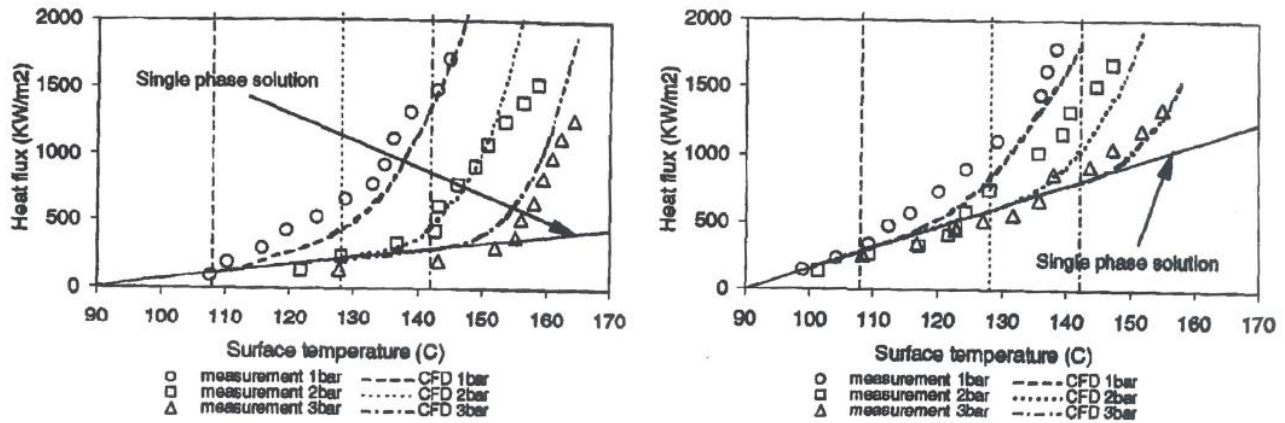
Les données de validation utilisées dans cette étude proviennent d'une thèse sur le refroidissement des moteurs à combustion interne [113]. Un liquide sous-refroidi s'écoule dans un canal horizontal, chauffé sur une partie seulement (cf. Figure II-30).



**Figure II-30.** Schéma du cas horizontal, le mur est chauffé par une température constante [111]

Un panache de vapeur se forme à partir de la zone chauffée puis se recondense dans le canal. Le flux évacué à la paroi est mesuré et tracé en fonction de la surchauffe à la paroi. A faible température de paroi, l'échange

est dominé par la convection forcée monophasique, et le flux diphasique est majoritaire lorsque la surchauffe augmente (cf. Figure II-31).



**Figure II-31.** Résultats de validation pour le cas horizontal, pour une vitesse en entrée de 0,25 m/s (à gauche) et 1 m/s (à droite) [111]

Après la validation, le modèle est appliqué au refroidissement d'un moteur de camion. Les auteurs indiquent que le taux de vide peut atteindre 0,8 par endroit, et que le refroidissement diphasique augmente l'échange thermique en maintenant une température de paroi correcte, ce qui est le but recherché.

Ainsi le problème principal de ce modèle est l'utilisation de constantes non précisées, ce qui le rend non reproductible, cependant l'utilisation de la corrélation de Rohsenow pour le calcul du flux diphasique semble une approche intéressante, car elle est simple à utiliser et donne de bons résultats.

Une autre application industrielle étudiée avec le modèle de mélange est la trempe d'objets métalliques complexes et les transferts de chaleur associés [114]. Dans cette publication l'auteur explique que les modèles d'ébullition empiriques ne sont pas assez généraux, et que les modèles mécanistes ne sont pas applicables à des simulations en ingénierie et dépendent trop des conditions aux limites et des lois de fermetures utilisées. Le modèle "evaporation-condensation" de Fluent est utilisé avec le modèle diphasique de mélange en faisant varier le coefficient ajustable afin de faire correspondre ses calculs aux expériences.

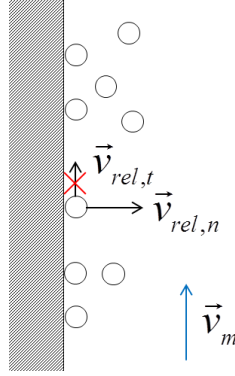
Ce modèle, présent par défaut dans Fluent propose un terme de création de vapeur, basé sur un retour rapide à l'équilibre d'une cellule en surchauffe locale à la température de saturation. La cinétique est pilotée par un coefficient calculé par la méthode de Lee [115], se basant la théorie cinétique des gaz à l'interface liquide-vapeur. Il est obtenu un terme de transfert de masse à l'interface, basé sur un coefficient  $\beta$  pouvant être interprété comme un temps de relaxation [109].

$$S_M = \beta(1 - \alpha)\rho_l \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} \quad \text{Si } T \geq T_{sat} \quad \text{II.29}$$

Malgré cette base théorique, ce coefficient est généralement ajusté de façon arbitraire afin de coller aux données expérimentales. C'est donc un paramètre réglable permettant, dans une configuration expérimentale donnée, de prédire le taux de changement de phase. Il est d'ailleurs calculé dans cette étude de la façon suivante afin de reproduire les résultats expérimentaux, basé sur une étude de sensibilité :

$$\beta(T) = \begin{cases} \beta_0 & Si T < T_{sat} \text{ (condensation)} \\ \beta_0 + (\beta_{crit} - \beta_0) \frac{T - T_{sat}}{T_{crit} - T_{sat}} & Si T_{sat} \leq T < T_{crit} \text{ (ébullition nucléée)} \\ \beta_{crit} & Si T = T_{crit} \text{ (flux critique)} \\ \beta_{crit} + (\beta_{film} - \beta_{crit}) \frac{T - T_{crit}}{T_{leid} - T_{crit}} & Si T_{crit} \leq T < T_{film} \text{ (ébullition transitoire)} \\ \beta_{film} & Si T \geq T_{film} \text{ (ébullition en film)} \end{cases} \quad \text{II.30}$$

avec  $\beta_0 = \beta_{film} = 1$ , et  $\beta_{crit} = 10$ , pour des températures limites  $T_{crit} = 400K$  et  $T_{film} = 650K$ . L'échange thermique et le transfert de masse augmentent donc dans la phase d'ébullition nucléée, atteignent un maximum lors du flux critique et diminuent ensuite pour atteindre l'ébullition transitoire. Le changement de phase est encore ajusté arbitrairement dans ce cas. L'auteur ajoute également une vitesse relative de la vapeur normale à la surface pour prendre en compte les effets de microconvection qui augmentent le transfert de chaleur. La vitesse tangentielle à la paroi est nulle mais le terme normal est fonction de la masse de vapeur créée sur la création maximale de vapeur, multiplié par la vitesse relative de la vapeur pour la génération maximale (de 1 m/s). Le but est probablement de ne pas "bloquer" l'échange thermique en paroi par l'accumulation de vapeur créée le long de la paroi verticale. Celle-ci est alors expulsée loin de la paroi.



**Figure II-32.** Ajout d'une vitesse relative de la vapeur normale à la surface [114]

Ces travaux incluent peu de comparaisons avec des résultats de la littérature afin de valider le modèle, ce qui ne permet pas de juger de la pertinence de ce modèle.

Dans le domaine de l'automobile, Das *et al.* [116] ont développé pour le logiciel Fluent un modèle d'ébullition pour l'application au refroidissement des gaz d'échappement recirculés (EGR). Une version modifiée du modèle de superposition de Chen [66] est utilisée pour modéliser le flux de chaleur diphasique en paroi :

$$q_{tot} = F_{corr} q_{conv} + q_{nb} = (F_{corr} h_{monoph} + h_{nb}) \times (T_{paroi} - T_{1ere\ maille}) \quad \text{Si } T_w > T_{sat} \quad \text{II.31}$$

$F_{corr}$  correspond au rapport entre le coefficient d'échange monophasique convectif pour le liquide et pour les propriétés du mélange dans la maille proche paroi, et sert à corriger la partie d'échange monophasique. Il vaut 1 s'il n'y a pas de vapeur en paroi et augmente avec la formation de vapeur. La partie du flux due à l'ébullition nucléée est calculée comme dans la corrélation de Chen, avec un coefficient de suppression multiplié à un flux d'ébullition en vase. Les données de vitesse ne sont pas prises à l'entrée ni en proche paroi mais à une distance adimensionnalisée :

$$y_{a\ dim} = \frac{\rho_m C_\mu^{1/4} k_{1ere\ maille}^{1/2} y_{1ere\ maille}}{\mu_m} = 250 \quad \text{II.32}$$

où  $C_\mu$  est une constante valant 0,0845,  $k_{1ere\ maille}$  et  $y_{1ere\ maille}$  sont les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et la distance du centre de la maille proche paroi. Cette distance correspondant à l'extérieur de la couche limite turbulente.

La création de masse de vapeur est ensuite pilotée par le modèle "evaporation-cendensation" de Fluent (voir ci-dessus), avec une constante  $\beta$  de 1 pour l'évaporation et de 0,1 pour la condensation. La validation des résultats s'appuie sur les données de Robinson [113] et les auteurs trouvent un bon accord entre le flux de chaleur et la surchauffe de la paroi.

Deux études plus récentes se penchent sur l'étude de la création de vapeur dans les centrales solaires cylindro-paraboliques à génération directe de vapeur. L'équipe espagnole de Lobon *et al.* [64;117] utilise le logiciel de CFD Star-CCM+ avec un modèle diphasique homogène (sans vitesse de glissement pour la phase vapeur). Le but est notamment de calculer des transitoires de centrales solaires soumises à des flux solaires variables. Le flux d'ébullition  $q_{bw}$  est calculé par la relation de Rohsenow [63] (voir eq. II.28) dans laquelle des coefficients sont ajoutés. La masse de vapeur créée est ensuite déduite par la relation :

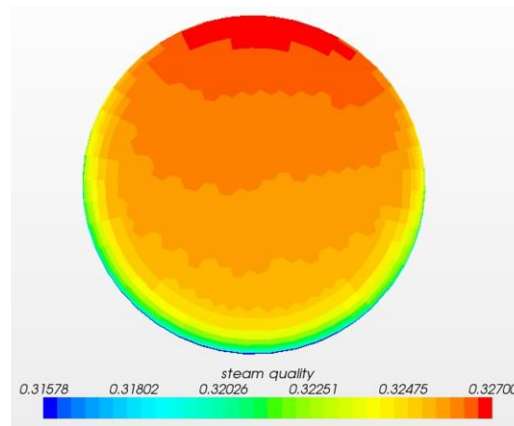
$$\dot{m}_{ew} = \frac{C_{ew} q_{bw}}{h_{lv}} \quad \text{II.33}$$

avec  $C_{ew}$  une constante égale à 0,1 justifiée comme étant la proportion du flux servant à créer les bulles de vapeur. L'échange entre le liquide et la vapeur est piloté par un coefficient constant  $C_{HTC \times Area}$  égal à  $5.10^6$  :

$$\dot{m}_{ec} = \frac{C_{HTC \times Area} (T - T_{sat})}{h_{lv}} \quad \text{II.34}$$

Celui-ci est mal explicité et semble correspondre à un échange entre les phases de type "flashing" (un retour rapide à la température de saturation si il y a surchauffe dans une maille). Les coefficients utilisés dans ces études proviennent d'un dimensionnement réalisé dans le cadre d'un stage, c'est pourquoi une meilleure justification semblerait nécessaire.

Les auteurs comparent leur travail avec des données expérimentales de la centrale solaire DISS (Espagne). Des débits variables tels que mesurés sur l'installation expérimentale sont imposés en entrée, ainsi que des profils de flux de chaleur non homogènes. Les principales comparaisons sont faites sur les pertes de pression, bien calculées par le modèle homogène, et la température de paroi ou de fluide en sortie de section. Des profils de taux de vide en fonction de la longueur du tube sont également donnés mais sans être validés, il s'agit donc du taux de vide calculé par le modèle homogène. Des profils de taux de vide sont calculés à différentes distances de l'entrée du champ solaire et confirment le caractère homogène du modèle utilisé par les auteurs (cf. Figure II-33).



**Figure II-33.** Profil de taux de vide à une distance de 200 m de l'entrée du champ solaire [64]

En effet, les gradients affichés sur la Figure II-33 sont trop faibles pour parler de stratification. Ce résultat est directement dû à l'utilisation du modèle homogène sans vitesse de glissement. La phase vapeur va donc globalement à la même vitesse que le liquide, même si la différence de densités peut la faire tendre à monter en haut du tube. L'auteur affirme que le modèle est applicable à toutes les configurations d'écoulement, mais ne permet pas de les reproduire.

Du fait de l'utilisation du modèle homogène sans vitesse de glissement, ce modèle CFD n'apporte donc que peu d'améliorations à un calcul monodimensionnel, certains résultats pouvant être d'ailleurs retrouvés par des

bilans de masse et d'énergie. Il semble donc intéressant de plutôt utiliser la modélisation locale 3D pour de se pencher sur les structures d'écoulement à l'intérieur du tube récepteur.

### II.3.1.1.3 Conclusion

Les auteurs choisissant le modèle de mélange l'utilisent pour des calculs très appliqués à l'ingénierie et utilisent des modèles de transfert de masse pilotés par un coefficient ajustable avec des données expérimentales. C'est une première étape, mais elle est insuffisante en fonction des objectifs que nous nous sommes fixés, à savoir de développer un modèle thermique adaptable à de nombreux cas indépendamment d'une installation donnée.

Dans le but de modéliser localement le changement de phase pour une compréhension de l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, le modèle de mélange semble donc peu adapté, même si le transport de la vapeur par une équation algébrique est intéressant afin d'économiser des ressources de calcul. Cette notion de transport de taux de vide sera retenue et améliorée pour l'étude numérique du présent document.

### II.3.1.2 Modèle à deux fluides

#### II.3.1.2.1 Présentation

Le modèle à deux fluides (ou modèle eulérien) est le plus complexe des modèles diphasiques de Fluent, car il résout une équation de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie pour chacune des deux phases en présence. Les phases peuvent se mélanger et se séparer, et le couplage est réalisé grâce à des coefficients d'échange entre les phases (échange de quantité de mouvement, de chaleur ou de masse), modélisés par des modèles de fermeture. Il est ainsi plus coûteux en temps de calcul que le modèle de mélange. Il peut être utilisé pour modéliser des gouttes ou des bulles dispersées dans une phase primaire continue.

Ainsi, pour obtenir les équations de conservation de masse, quantité de mouvement et énergie, il faut reprendre la structure des équations vues précédemment pour le mélange, et l'appliquer à chacune des phases [109]. Les équations constitutives de ce modèle ne vont pas être reprises ici, mais un exemple peut être donné avec l'équation de conservation de la masse (eq. II.10), qui devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha_v \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \vec{v}_v) = S_v \\ \frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{v}_l) = S_l \end{cases} \quad \text{II.35}$$

Pour un système à deux phases, la relation II.7 entre les taux de présence liquide et vapeur est encore valable, et le taux de liquide peut être déduit du taux de vapeur.

En modélisant le mouvement des deux phases indépendamment l'une de l'autre, une plus grande précision est atteinte, mais le nombre d'équation double, rallongeant significativement le temps de calcul.

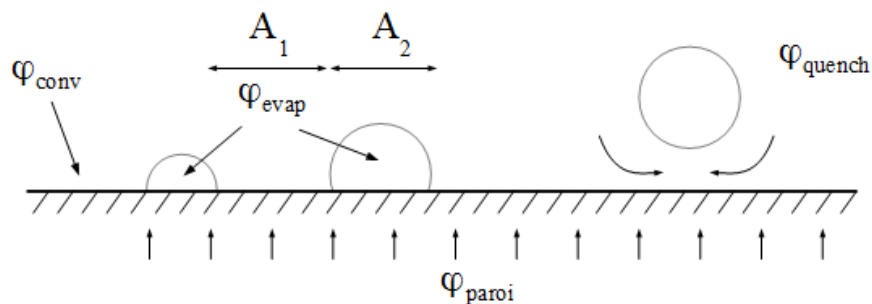
Cette précision est néanmoins nécessaire dans certains domaines, notamment dans l'industrie nucléaire, où de nombreuses études utilisant ce modèle ont été publiées. C'est d'ailleurs actuellement le modèle le plus utilisé pour les études de transfert thermique avec changement de phase dans la littérature. Quelques-uns de ces travaux vont être présentés ci-dessous.

#### II.3.1.2.2 Travaux existants

Les études réalisées avec ce modèle concernent principalement les applications dans le domaine du nucléaire, qui diffère de notre cas d'étude sur plusieurs points : les dispositifs sont généralement verticaux, une étude poussée proche de la paroi est souvent réalisée, et enfin les flux de chaleur sont souvent plusieurs ordres de grandeur au-dessus de ceux retrouvés dans le cas des centrales solaires (de l'ordre du MW/m<sup>2</sup> en comparaison à environ 50 kW/m<sup>2</sup> dans notre cas). Un des points d'intérêt de ce domaine est la prédiction du flux critique (CHF). Il s'agit du flux au-dessus duquel une couche de vapeur se forme à la surface chauffée,

bloquant ainsi brutalement l'échange thermique (du fait du faible échange thermique avec la vapeur), amenant une hausse très rapide de la température de la paroi et à l'endommagement du matériel.

Une étude détaillée des transferts proches de la paroi est donc nécessaire, et c'est pourquoi le modèle eulérien est alors souvent couplé à un modèle mécaniste (c'est-à-dire basé sur une approche théorique plutôt que sur des corrélations empiriques) d'ébullition en paroi. Ce modèle, appelé aussi modèle RPI (du nom de l'institut où il a été développé, le Rensselaer Polytechnic Institute), a été développé originellement pour des écoulements monodimensionnels par Kurul et Podowski [118]. Il est utilisé principalement lors de l'ébullition sous-refroidie. Le principe est de séparer le flux pariétal  $\varphi_{paroi}$  en trois flux ayant des rôles différents dans l'ébullition :  $\varphi_{conv}$  dû à l'échange convectif turbulent entre le liquide et la paroi,  $\varphi_{quench}$  dû au remouillage de la paroi (quenching) et  $\varphi_{evap}$  le flux de chaleur dû à l'évaporation (cf. Figure II-34). Ces différents flux sont calculés séparément moyennant différents modèles de fermeture, dépendants de propriétés de l'écoulement (comme par exemple la taille des bulles).



**Figure II-34.** Schéma de principe du partitionnement du flux pariétal.

L'intérêt est de calculer précisément des phénomènes proches de la paroi, mais le principal inconvénient de ce type de modèle est sa grande dépendance à des paramètres mesurables d'un cas précis, nécessaires pour les lois de fermeture. Cependant, bien renseigné il permet une modélisation fine du transfert à la paroi, et est utilisé par un grand nombre d'auteurs pour leurs travaux.

- Jo et al. (2009) [119]

Dans leurs travaux, Jo *et al.* [119] étudient l'ébullition nucléée sous-refroidie dans un tube hélicoïdal à haute pression avec CFX 5.6. Deux modèles sont comparés pour le changement de phase : le modèle d'évaporation "bulk" de CFX (similaire au modèle "evaporation-condensation" de Fluent présenté ci-dessus) et le modèle RPI de séparation de flux en paroi.

Les auteurs utilisent pour la comparaison des deux modèles les données de Bartolemei [120] et St. Pierre [121] disponibles dans les travaux de Lai *et al.* [122] sur un cas-test d'évaporation dans un tube vertical. Ils concluent que le modèle "bulk" donne de meilleurs résultats que le modèle de séparation des flux, et fonctionne pour la simulation des écoulements diphasiques dans des tubes. Ils l'utilisent en instationnaire avec un pas de temps de 0,01 s, mais une initialisation avec un taux de vide minimum de 0,001 est nécessaire pour amorcer le changement de phase, ce qui empêche l'utilisation de ce modèle pour l'observation de l'ONB (Onset of Nucleate Boiling, point de début d'ébullition).

- Ragunathan (2008) [123]

Ce travail est le fruit d'une thèse réalisée en Alaska sur le refroidissement en microélectronique par microjet. Le problème est axisymétrique, le liquide arrive par le haut et refroidit le composant avant d'être évacué par les côtés. L'auteur utilise Fluent en combinaison avec une fonction personnalisée (UDF) pour analyser les échanges thermiques dans le système. L'auteur travaille en laminaire avec le modèle eulérien et une version du modèle RPI adaptée à son cas laminaire est implémenté dans l'UDF. Une étude similaire a été réalisée par



Narumanchi *et al.* [124], dans le même contexte et en utilisant la même méthode avec quelques nuances dans les modèles de fermeture.

- Montout [65]

Dans sa thèse, E. Montout développe une « Approche Prédictive Locale » de la crise d'ébullition, c'est à dire une approche permettant d'élaborer des prédicteurs (empiriques) de flux critique (CHF) basés sur des paramètres locaux fournis par le code NEPTUNE\_CFD (pour les seuls écoulements à bulle dans un premier temps) [65]. Il utilise pour cela la modélisation mécaniste (par modèle RPI) de l'ébullition nucléée sous-saturée en convection forcée. L'auteur analyse trois modèles d'ébullition nucléée sous-saturée mécanistes : Kurul & Podowski [118], Basu *et al.* [125;126] et Yeoh *et al.* [127]. Il en conclut que le modèle de Kurul & Podowski reste le plus mature à ce jour, mais qu'il est nécessaire de l'améliorer, notamment par l'ajout de la prise en compte du glissement des bulles le long de la paroi chauffante (pour les conduites verticales). Cette voie a nécessité le développement d'une approche de type « bilan des forces » pour renseigner le diamètre de détachement des bulles de leur site actif de nucléation et le diamètre de décollement des bulles de la paroi. Un nouveau modèle d'ébullition nucléée a été proposé, en relation avec ces développements, et évalué de manière préliminaire.

L'approche utilisée est complète et complexe, se basant, à cause du modèle mécaniste RPI, sur des modèles de fermeture très dépendant de mesures. L'auteur utilise la banque de données DEBORA pour la validation de ses calculs et les données nécessaires aux modèles de fermeture. Cependant il note que dans la majorité des cas, l'étude s'est heurtée à un manque important de données expérimentales et de corrélations/reliations valides et suffisamment bien renseignées.

Il indique également dans sa bibliographie l'existence de corrélations empiriques permettant de calculer la répartition du flux de chaleur pariétal, comme la corrélation de Bowring [128] ou de Lahey [129]. Ces modèles sont un compromis entre des corrélations permettant de trouver le flux de chaleur à la paroi en connaissant une température de paroi (comme la corrélation de Roshenow [63]) et les modèles purement mécanistes (comme le modèle RPI) souvent très dépendants de modèles de fermetures. L'auteur s'est finalement tourné vers un modèle mécaniste car il s'intéresse à une modélisation fine de phénomènes locaux (diamètre et vitesse de décollement des bulles). Il peut s'agir cependant d'une piste d'amélioration pour le modèle présenté dans ce travail.

- Koncar *et al.*, Krepper *et al.* [130-135]

Ces auteurs travaillent en collaboration et ont adopté la même approche pour la modélisation CFD de l'ébullition en tube vertical. Ils utilisent le code de CFD Ansys CFX avec un modèle mécaniste RPI pour le transfert de chaleur et de masse à la paroi. La particularité de leur modèle d'ébullition est qu'ils utilisent un traitement spécial de la loi de paroi pour la couche d'ébullition qui permet d'assurer une indépendance du maillage. En effet, dans le modèle RPI la vapeur est créée dans la première maille adjacente au mur. Dans le modèle original de Kurul & Podowski, les variables locales (vitesse et température du liquide,  $u_l$  et  $T_l$ ) sont prises dans cette première maille, le code étant créé pour des problèmes monodimensionnels. Cependant certaines relations du modèle (le flux de remouillage, l'expression du diamètre des bulles) nécessitent une température moyenne du liquide, et ainsi en prenant la température de la maille proche paroi à la place, cela mènerait à une solution dépendante du maillage, cela ne fonctionnant que pour les maillages dont la première maille couvre complètement la couche limite.

Pour cela, la loi de paroi linéaire-logarithmique de Kader [136] pour la température dans la couche limite turbulente est utilisée afin de déterminer la température du fluide, non pas au centre de la maille proche paroi, mais à une distance  $y^+$  fixée. Ci-dessous,  $y$  est la distance à la paroi, et  $R$  le rayon du tube :

$$\begin{aligned}
T^+ &= \text{Pr} y^+ e^{(-\Gamma)} + \left[ 2,12 \ln(1 + y^+) - \frac{1,5(2 - y/R)}{1 + 2(1 - y/R)^2} + \beta \right] e^{(-1/\Gamma)} \\
\Gamma &= \frac{10^{-2} (\text{Pr} y^+)^4}{1 + 5 \text{Pr}^3 y^+} \\
y^+ &= \frac{\rho_l u^* y}{\mu_l} \\
\beta &= (3,85 \text{Pr}^{1/3} - 1,3)^2 + 2,12 \ln \text{Pr}
\end{aligned}
\tag{II.36}$$

Afin d'obtenir une solution indépendante du maillage le flux de remouillage (quenching) est pris proportionnel à la différence de température à une distance donnée de la paroi :

$$\phi_{\text{quench}} = H_{\text{quench}} A_b (T_p - T_{l, y^+(const)}) \tag{II.37}$$

Ici  $T_{l, y^+(const)}$  est la température du liquide à une distance adimensionnelle du mur  $y^+(const)$  qui est un paramètre du calcul. La valeur de 250 est souvent prise, car il s'agit de la limite supérieure de la zone logarithmique de la couche limite turbulente.

Pour obtenir  $T_{l, y^+(const)}$ , on égalise le flux à la paroi en deux distances : une distance  $y^+$  constante (souvent  $y^+ = 250$ ) et au centre de la première cellule. Le flux de paroi s'exprime de la façon suivante :

$$\phi_{\text{paroi}} = \frac{\rho \cdot C_p \cdot u^* \cdot (T_p - T_l)}{T^+} \tag{II.38}$$

Le flux dans le code (en prenant une température à la première maille) doit être égal au flux réel en dehors de la zone log :

$$\phi_{\text{paroi}} = \frac{\rho \cdot C_p \cdot u^* \cdot (T_p - T_{l, \text{1ere maille}})}{T^+_{l, \text{1ere maille}}} \quad (\text{code}) \tag{II.39}$$

$$\phi_{\text{paroi}} = \frac{\rho \cdot C_p \cdot u^* \cdot (T_p - T_{y^+=250})}{T^+_{y^+=250}} \quad (\text{physique}) \tag{II.40}$$

En égalisant les deux flux, on obtient :

$$T_p - T_{l, y^+(const)} = \frac{T^+_{y^+(const)}}{T^+_{l, \text{1ere maille}}} (T_p - T_{l, \text{1ere maille}}) \tag{II.41}$$

La température  $T_{l, y^+(const)}$  est donc exprimée en fonction de températures adimensionnelles et de la température liquide dans la première maille  $T_l$ , disponible dans le code.

Cette approche est intéressante car elle permet d'obtenir une température de liquide dans le cœur de l'écoulement.

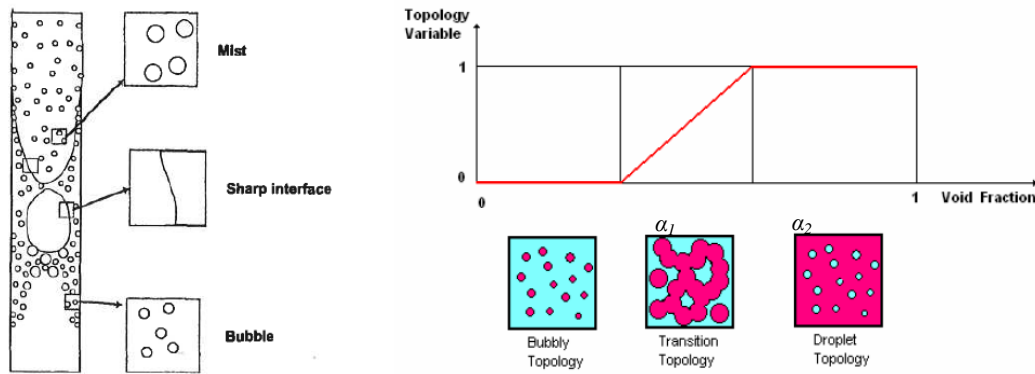
Une analyse de sensibilité a été réalisée par les auteurs et a mis en évidence l'importance d'une description correcte de cette couche limite d'ébullition pour l'étude locale de l'ébullition. Les auteurs comparent donc la loi de paroi pour les écoulements à bulles adiabatiques avec une loi de paroi spécialement développée pour les écoulements bouillants [135]. Cette approche est basée sur le principe que la présence de nucléation de bulles à la paroi a un effet sur l'écoulement du liquide, qui est similaire à une rugosité de paroi. Une loi logarithmique est donc suggérée, inspirée de celle utilisée pour les écoulements turbulents sur surfaces rugueuses. Cette loi permet de mieux prédire la vitesse des phases et le taux de vide près de la paroi, mais surestime l'énergie cinétique turbulente près de la paroi.

Les simulations de ces auteurs sont validées par les données de Roy [137] (ébullition dans un espace annulaire) et de l'installation DEBORA [138] (tube vertical soumis à un flux constant).

Cette approche semble très spécifique à la modélisation locale des écoulements diphasiques, quand les taux de vide et vitesses à la paroi sont de première importance. Cependant l'utilisation de la température à une distance donnée de la paroi est intéressante pour notre cas et pourrait être utilisée.

- Iolev *et al.*, Tentner *et al.* [139-141]

Le laboratoire national d'Argonne aux Etats-Unis développe une approche de la simulation CFD du changement de phase à travers le concept de "fonctions de topologie" locales. Il s'agit d'une approche basée sur le modèle eulérien en 3D, pour un maillage fin. Les auteurs développent un module pour le logiciel STAR-CD, nommé CFD-BWR en raison de son application dans les centrales nucléaires à eau bouillante (Boiling Water Reactor). Le principe des fonctions de topologie pour déterminer les configurations locales d'écoulement est le suivant : lors du changement de phase dans un tube, les configurations d'écoulements vont de l'ébullition nucléée à un régime à brouillard, en passant par des écoulements stratifiés, agités, annulaires, etc. Lors de ces changements, les variables interfaciales comme l'aire interfaciale, les transferts de quantité de mouvement (drag, lift, dispersion turbulente, etc.), le transfert de chaleur et la turbulence vont changer de façon correspondante. Afin de reproduire ces changements de régime, des cartes d'écoulements avec des corrélations correspondantes sont généralement utilisées dans les codes 1D. Les auteurs ont étendu cette utilisation à la CFD en prédisant cette fois-ci localement la carte d'écoulement, pour chaque maille à partir des paramètres locaux. L'ensemble de toutes les cellules avec leurs configurations relativement simples peuvent conduire à la description de configurations complexes (cf. Figure II-35).



**Figure II-35.** A gauche, schéma de principe de l'utilisation de régimes d'écoulement par mailles [140]

A droite, représentation schématique de la fonction de transition utilisée [141]

Les auteurs ont développé une fonction simple permettant de passer d'une configuration à bulles à une configuration à gouttelettes, en basant les configurations locales seulement sur le taux de vide. Pour chaque maille, en fonction du taux de vide local, le code définit si l'écoulement est à bulles, gouttelettes ou un mélange des deux. Une fonction de transition est alors utilisée (cf. Figure II-35) :

$$f(\alpha) = \max\left(0, \min\left(1, \frac{\alpha - \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}\right)\right) \quad \text{II.42}$$

Les limites  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont fixées arbitrairement par les auteurs :

- Régime à bulles :  $\alpha \leq \alpha_1 = 0,3$
- Régime intermédiaire :  $\alpha_1 = 0,3 < \alpha < \alpha_2 = 0,7$
- Régime à gouttelettes :  $\alpha \geq \alpha_2 = 0,7$

Ainsi chaque variable interfaciale  $\omega$  (aire interfaciale, drag, lift, dispersion turbulente ou transfert de chaleur) est calculée de la façon suivante en fonction du taux de vide de la maille et de ses expressions pour les deux régimes "extrêmes" (bubbly et droplet) :

$$\omega = (1 - f(\alpha))\omega_{bulles} + f(\alpha)\omega_{gouttes} \quad \text{II.43}$$

Ce modèle a été validé en 2D axisymétrique adiabatique ( $10 * 200$  mailles) en donnant de bons résultats. Les régimes d'écoulement trouvés par la simulation CFD sont placés sur la carte d'écoulement de Hewitt [142]. Puis une validation est faite en 3D avec des données expérimentales sur un faisceau de tubes [141] et avec deux expériences de tube vertical chauffé par un flux constant [139].

Cette approche est intéressante car elle permet *a priori* de calculer des écoulements complexes et d'appliquer localement les bons transferts de masse et de chaleur. Cependant son principal inconvénient réside dans son utilisation d'une importante puissance de calcul. En effet, les calculs ont été réalisés sur 40 processeurs en parallèle [141]. Le maillage est en effet très fin pour permettre de capturer les configurations locales. Cette méthode bien qu'intéressante semble donc difficile à mettre en œuvre dans le cadre de calculs appliqués à l'ingénierie.

- Li et al. 2011 [143]

Dans ces travaux l'auteur travaillant pour le développement d'Ansys Fluent décrit les avancées réalisées sur la prédiction de l'ébullition et du flux critique d'ébullition en utilisant le modèle eulérien de Fluent, couplé avec un modèle de changement de phase de type RPI [143]. L'auteur reprend les deux précédentes approches présentées ici, à savoir l'utilisation d'une température moyenne de l'écoulement en un  $y^+$  fixé de Koncar et Krepper et les fonctions de topologie de Ioilev et Tentner. La notion de fonction de couche limite modifiée pour l'ébullition n'apparaît en revanche pas. Ces nouvelles approches sont implémentées dans Fluent et validées pour des cas 2D et 3D. Les deux cas 2D axisymétriques sont l'ébullition nucléée sous-refroidie dans un tube vertical et l'écoulement de fluide R113 à l'intérieur d'un espace annulaire chauffé par le cylindre intérieur. Concernant les cas 3D, un écoulement dans une section rectangulaire et une étude du flux critique et des transferts post-assèchement ont été utilisés.

Cette publication récente montre que l'équipe de développement de Fluent s'intéresse à ces méthodes pour développer leurs modèles d'ébullition.

### II.3.1.2.3 Conclusion

Le modèle à deux fluides est très utilisé dans la littérature pour la simulation des écoulements diphasiques avec changement de phase. Il est souvent couplé à un modèle d'ébullition en paroi, basé sur un partitionnement de flux (modèle RPI). Cette approche a l'avantage d'être précise et bien validée pour certains cas. Cependant le temps de calcul reste conséquent et le modèle repose sur des lois de fermeture, nécessitant la connaissance de paramètres expérimentaux. L'utilisation d'une température adimensionnelle, permettant de s'affranchir de la température de la maille proche paroi et ainsi d'atteindre une indépendance au maillage est quant à elle très intéressante. En effet l'utilisation de la température de la maille proche paroi pour les calculs peut fausser les calculs. Aussi, cette idée sera à développer et à transposer à notre cas afin de rendre le modèle indépendant au maillage utilisé.

## II.3.2 Ecoulements diphasiques à larges interfaces

### II.3.2.1 Présentation du modèle VOF

Le modèle diphasique VOF est particulièrement adapté à la simulation des interfaces liquide vapeur, lorsque celles-ci sont bien définies. Les applications typiques du VOF sont les écoulements stratifiés, les écoulements à surface libre, le suivi de grosses bulles dans le liquide. Ce modèle n'est pas recommandé pour la simulation d'un écoulement à fines bulles car alors le temps de calcul devient très important, du fait du maillage fin nécessaire à la modélisation de l'interface.

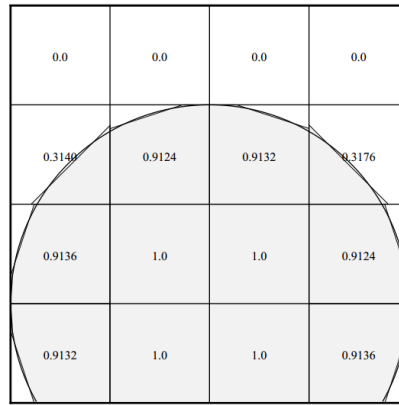
De même que dans le modèle homogène, la conservation de chaque quantité (masse, quantité de mouvement, énergie...) se fait pour le mélange. Les mêmes équations II.10, II.11 et II.12 sont donc résolues.

Dans le but de transporter la vapeur, une équation supplémentaire est résolue, comme dans le modèle de mélange.

$$\frac{\partial \alpha \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho_v \vec{v}_v) = S_{m,v} \quad \text{II.44}$$

La tension de surface à l'interface entre le liquide et la vapeur est le résultat d'un équilibre des forces entre les molécules des deux fluides. Dans le modèle VOF, la tension surfacique est modélisée par un terme supplémentaire dans l'équation de transport de quantité de mouvement, pour les cellules contenant une interface.

L'interface est clairement délimitée par l'utilisation d'un schéma de reconstruction d'interface. Le schéma utilisé dans ce travail s'appelle Geo-Reconstruct, il est de type PLIC (Piecewise Linear Interface Reconstruction). Dans cette approche, les schémas d'interpolation standards sont appliqués sur les faces des cellules dont le taux de vide est 0 ou 1 (c'est-à-dire complètement remplies de liquide ou de vapeur) afin d'obtenir les flux advectés. Mais quand la cellule est sur l'interface (et a donc un taux de vide compris entre 0 et 1), le schéma Geo-Reconstruct est appliqué. Celui-ci représente l'interface entre deux fluides par une approche continue par morceaux (cf. Figure II-36). Il suppose que l'interface entre les fluides est linéaire dans la cellule, et utilise cette droite pour le calcul des flux sur les faces de cellules.



**Figure II-36.** Interface réelle et interface reconstruite par la méthode PLIC [144]

La première étape consiste à calculer la position de la droite d'interface par rapport au centre de chaque cellule d'interface, à partir des informations sur le taux de vide et ses gradients dans ces cellules. Ensuite, les flux de liquide et vapeur à travers les faces des cellules est calculé, en connaissant l'interface et la distribution des vitesses dans la cellule. Enfin, le taux de vide est calculé dans chaque cellule en réalisant le bilan des flux calculés à l'étape précédente.

Cette méthode permet donc de calculer une interface nette entre le liquide et la vapeur, et son mouvement dans l'écoulement. Bien que cette méthode nécessite un temps de calcul par itération relativement important, elle permet de remonter à la structure de l'écoulement qui nous intéresse particulièrement dans ce travail.

L'existence de l'interface est très importante pour le transport de la vapeur. En effet, si l'interface entre le liquide et la vapeur n'arrive pas à se construire, et que la vapeur reste dispersée dans le liquide, alors le transport de la vapeur se fait de façon homogène, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de vitesse de glissement entre les deux phases.

Il est à noter que récemment, cette méthode a été implémentée dans des modèles eulériens afin de coupler l'approche à deux fluides avec la reconstruction précise de l'interface. Ces modèles sont très intéressants pour notre cas mais nécessitent une puissance de calcul très importante.

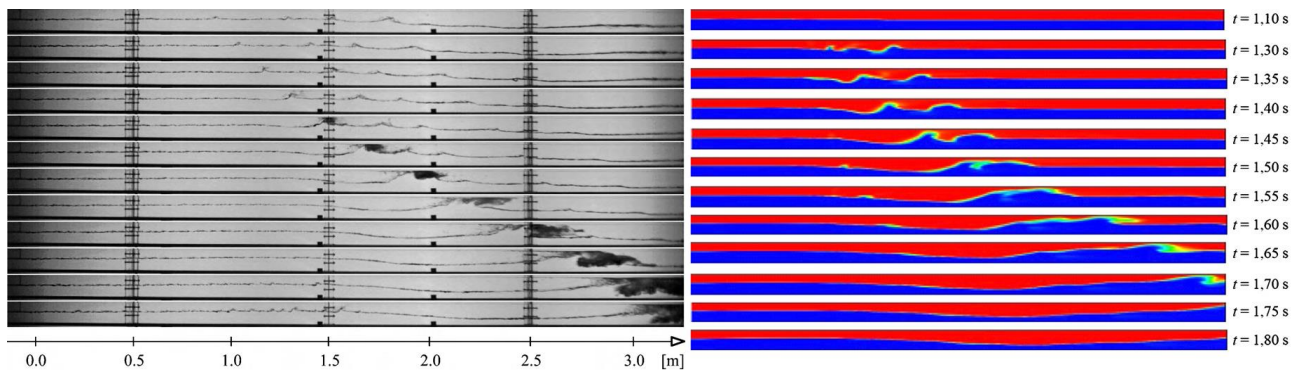
### II.3.2.2 Simulation d'écoulements adiabatiques à poches et bouchons

De nombreux régimes d'écoulement se retrouvent dans le tube récepteur d'une centrale solaire à concentration. Dans le but de modéliser leur évolution au cours de l'évaporation, il est important que leur modélisation adiabatique soit maîtrisée. Le modèle diphasique VOF est bien adapté à la simulation des écoulements stratifiés, mais les écoulements intermittents sont autrement plus instables et difficiles à modéliser. Bien qu'ils aient beaucoup été étudiés expérimentalement, leur simulation en CFD reste peu abordée [82], principalement du fait de la complexité physique de ces écoulements qui amènent donc à des temps de calcul importants. Avant de passer à la simulation d'écoulements en changement de phase, une validation quantitative de la création de vagues en écoulement adiabatique sera proposée au chapitre IV. Plusieurs études existent déjà sur le sujet, mais toutes n'utilisent pas le modèle VOF : le modèle à deux fluides est également utilisé par certains auteurs, notamment dans les applications touchant au domaine du nucléaire.

Une des premières tentatives a été réalisée grâce au code commercial FIDAP (méthode des éléments finis) pour simuler en 2D un écoulement à poches [145]. L'air et l'eau sont injectés par deux entrées séparées, et des vagues sont observées à une certaine distance de l'entrée. L'auteur de cette étude a rencontré des problèmes dus au faible nombre de mailles et au manque de puissance de calcul, mais il conclut que la simulation de ce type d'écoulement semble néanmoins possible.

Frank [146] présente un travail réalisé sur le logiciel Ansys CFX pour démontrer la possibilité de simuler un régime à vagues en CFD 3D. Le modèle à deux fluides (eulérien) avec un module de détection d'interface est utilisé et l'auteur parvient à modéliser des vagues en utilisant des conditions aux limites variables en entrée pour le taux de vide et la vitesse. L'auteur justifie la condition d'entrée par le fait que ces instabilités sont générées naturellement dans les écoulements réels par les éléments du circuit hydraulique (pompes, vannes, etc.). De plus, afin d'initier la formation des vagues, l'auteur impose une surface libre de forme sinusoïdale avec un taux de vide volumique moyen dans le tube de 50%. Cependant l'étude n'inclut pas de comparaison quantitative avec la littérature expérimentale, bien que l'auteur affirme que les fréquences de vagues et les pertes de charge sont conformes à des données expérimentales. Il note que la distance nécessaire à partir de l'entrée pour commencer à former des vagues est qualitativement plus importante qu'en expérimental, environ 4m pour un tube de diamètre 54mm.

Dans le cadre d'études en sûreté nucléaire, un travail expérimental et numérique a été mené au Centre de Recherche Dresde-Rossendorf (FZD) [78;82;83]. Les auteurs utilisent les résultats de deux installations expérimentales pour les confronter à trois codes de CFD : Ansys CFX, NEPTUNE\_CFD (un code CFD développé par le CEA et EDF) avec un modèle à deux fluides et détection d'interface, et le modèle VOF d'Ansys Fluent. La conclusion tirée de cette étude est que les deux premiers codes sont aptes à simuler les écoulements stratifiés, mais que Ansys Fluent (en version 2D) ne l'est pas. En simulant leur installation expérimentale avec le modèle à deux fluides (eulérien) et une détection d'interface, une bonne correspondance qualitative entre résultats numérique et expérimentaux est atteinte pour le processus de formation d'une vague (cf. Figure II-37).



**Figure II-37.** A gauche, résultats expérimentaux ( $\Delta t = 0,05$  s entre les images). A droite, résultats numériques [82]

Les auteurs indiquent que la fréquence des vagues simulées est deux à cinq fois moins importante que dans la réalité (0,7 Hz numériquement, et 1,4 à 3,3 Hz expérimentalement), ce qu'ils attribuent notamment à la taille du canal simulé. En effet, outre la différence de vitesse à l'interface, ils expliquent que ce sont également des pics de pression des vagues sortant du canal qui créent les instabilités. Ces travaux se sont poursuivis, et une publication récente [147] a permis de raffiner ces simulations par l'amélioration des modèles de traînée et de turbulence à l'interface liquide-vapeur pour la simulation des écoulements stratifiés et intermittents. La création des vagues est alors mieux prise en compte.

S'appuyant sur leur étude expérimentale (présentée dans la section II.2.1) Czapp *et al.* [81] ont également mené une étude numérique avec le logiciel libre OpenFOAM et le modèle VOF. L'écoulement est étudié localement en différents endroits. Numériquement, une impulsion est utilisée pour initialiser les vagues. Grâce à une remise à l'échelle temporelle et spatiale, les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux et une bonne correspondance est trouvée.

Il apparaît donc qu'il existe peu d'études qui traitent de la simulation de poches en CFD, et que celles-ci ont parfois recours à une perturbation ou des conditions d'entrée variables pour les déclencher. De plus, peu de résultats quantitatifs majeurs existent sur le sujet. Néanmoins des études très récentes prouvent l'intérêt de la simulation numérique pour ces applications. Nous allons donc nous intéresser à ce régime et utiliser le logiciel Fluent afin de le simuler dans le chapitre IV.

### II.3.2.3 Simulation d'écoulements en changement de phase

Les approches se basant sur une approche Volume Of Fluid pour la simulation d'écoulements avec transfert de chaleur et de masse ne sont pas couramment utilisées dans la littérature, contrairement à l'approche à deux fluides. L'implémentation des transferts de masse et de chaleur se base pour la plupart des travaux sur un terme arbitraire de création de masse permettant de reproduire le comportement d'une installation expérimentale, et sont donc perfectibles. Les travaux réalisés avec cette approche vont être présentés ci-dessous.

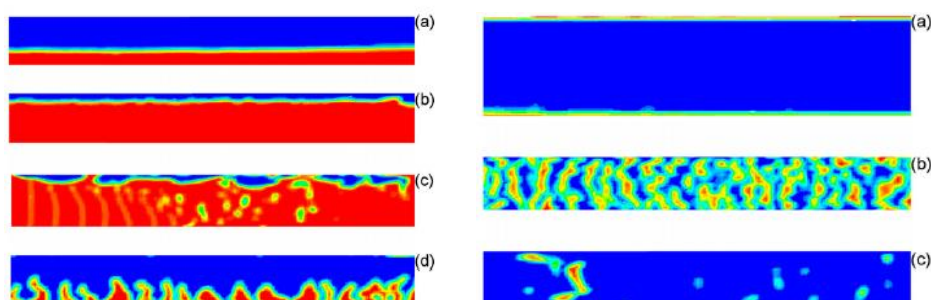
- De Schepper *et al.* [148;149]

Ces travaux se placent dans le contexte du traitement des hydrocarbures. De Schepper *et al.* [148] a réalisé deux publications dans le domaine de la simulation avec la méthode VOF, où il est plus particulièrement étudié le changement de phase du gasoil dans des tubes horizontaux.

Dans une première publication [148], une étude adiabatique est menée pour prendre en main la méthode VOF avec Fluent, et lui a permis de simuler les différents régimes d'écoulements de la carte de Baker. Pour cela, un tube horizontal de 7 mètres de long et de 8 cm de diamètre a été maillé avec 550000 cellules. Puis un calcul stationnaire est mené en monophasique, et devient le point de départ pour la simulation instationnaire diphasique, avec un pas de temps de 1 ms. Une fois l'écoulement monophasique établi, les deux phases sont



introduites à l'entrée du tube avec les vitesses correspondantes au régime souhaité dans la carte de Baker. Les résultats de la simulation sont donnés sur la Figure II-38 :



**Figure II-38.** Régimes d'écoulements reproduits avec le modèle VOF (liquide en rouge, vapeur en bleu) [148]

A gauche, régimes (a) stratifié, (b) à vagues, (c) à poches, (d) à larges poches

A droite, régimes (a) annulaire, (b) à bulles, (c) dispersé

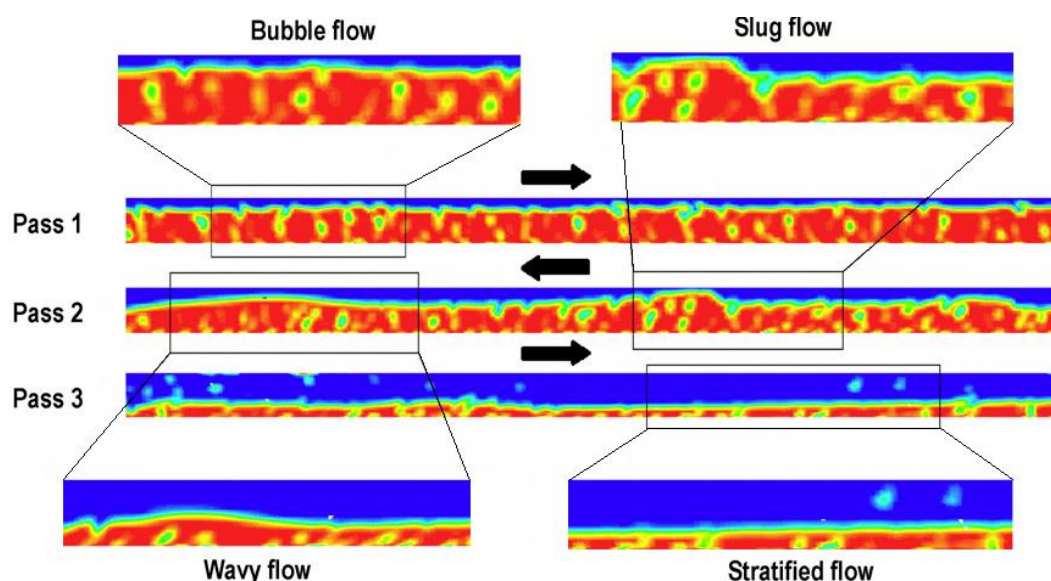
Les régimes d'écoulement attendus sont retrouvés, ce qui prouve que le modèle VOF est adapté à la reproduction des régimes d'écoulements liquide-gaz. Les petites structures sont néanmoins modélisées de façon peu précise et nécessiteraient peut être un raffinement du maillage.

A la suite de cette étude, l'auteur a implémenté *via* une UDF un modèle de changement de phase dans Fluent [149]. Elle reprend les bases de son travail en adiabatique, et ajoute des termes de transfert de chaleur et de masse inspirés du modèle "évaporation-condensation" de Fluent. Elle choisit la solution de prendre les coefficients d'évaporation et de condensation à 0,1 comme conseillé par la documentation de Fluent. Les expressions des termes source de masse et d'énergie pour l'évaporation ont les suivants :

$$S_{m,v} = 0.1(1 - \alpha)\rho_l \left| \frac{T - T_{sat}}{T_{sat}} \right| \quad \text{II.45}$$

$$S_E = -S_{m,v} h_{lv}$$

Le domaine de simulation est un assemblage de 4 tubes de 11.3 mètres de long et de diamètre 5 cm. Ils sont reliés entre eux par des coudes, l'ensemble formant un maillage de 2 millions de mailles environ. A l'entrée, un sous-refroidissement de 30 K est imposé, ce qui permet donc d'observer un début d'ébullition. L'écoulement est initié en stationnaire monophasique, puis la simulation diphasique commence avec un pas de temps de 1 ms. Le calcul est réalisé sur un temps réel de 14,67 secondes, qui correspond au temps de résidence du fluide dans la section étudiée. Les résultats sont donnés sur la Figure II-39.



**Figure II-39.** Écoulement diphasique en évaporation de gasoil dans des tubes horizontaux

Le liquide est représenté en rouge, la vapeur en bleu [149]

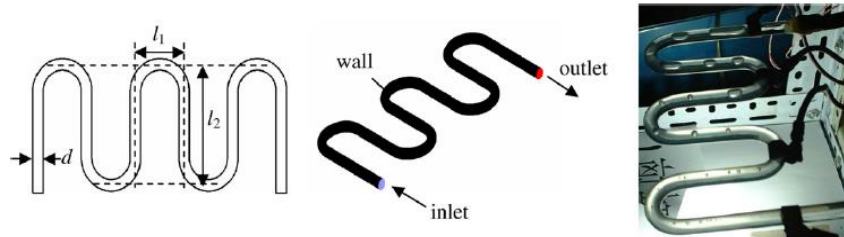


Cependant cette étude numérique n'a pas été confrontée avec des résultats expérimentaux, il est donc difficile de juger les résultats.

Ces résultats sont intéressants car ils montrent la faisabilité d'une étude tridimensionnelle des régimes d'écoulement en changement de phase dans de longs tubes horizontaux. Une comparaison expérimentale semble néanmoins nécessaire, et le modèle de changement de phase serait à améliorer.

- Yang *et al.* [91-95]

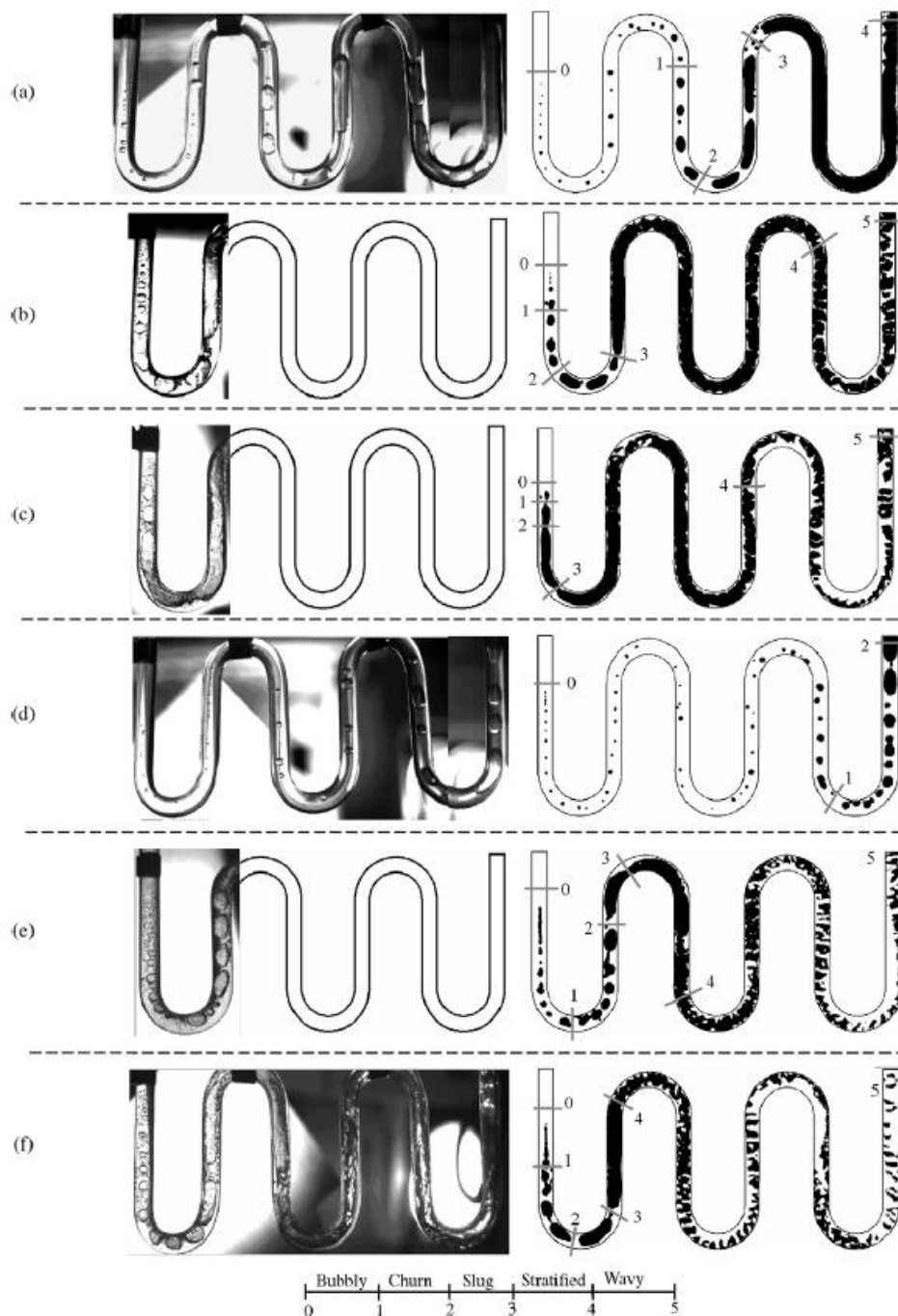
Cette étude fait partie de la même publication que celle présentée précédemment à la section II.2.2.2. Les auteurs s'intéressent à l'évaporation dans des serpentins, avec la configuration suivante :



**Figure II-40.** Géométrie, conditions aux limites et photographie de l'installation étudiée par Yang et al. [91]

Le fluide utilisé expérimentalement est du R141B, circulant dans un tube de quartz de diamètre interne de 6 mm et externe de 8 mm chauffé par un flux constant par le biais d'une couche de matériau transparent conducteur.

Le modèle diphasique VOF couplé au modèle "evaporation-condensation" de Fluent est utilisé pour reproduire les résultats expérimentaux. Sur la Figure II-41 sont comparés les résultats numériques avec les observations expérimentales suivant les cas définis dans le Tableau II-1 (voir la section II.2.2.2) :



**Figure II-41.** Comparaison des résultats expérimentaux et numériques (liquide en blanc, vapeur en noir) [91]

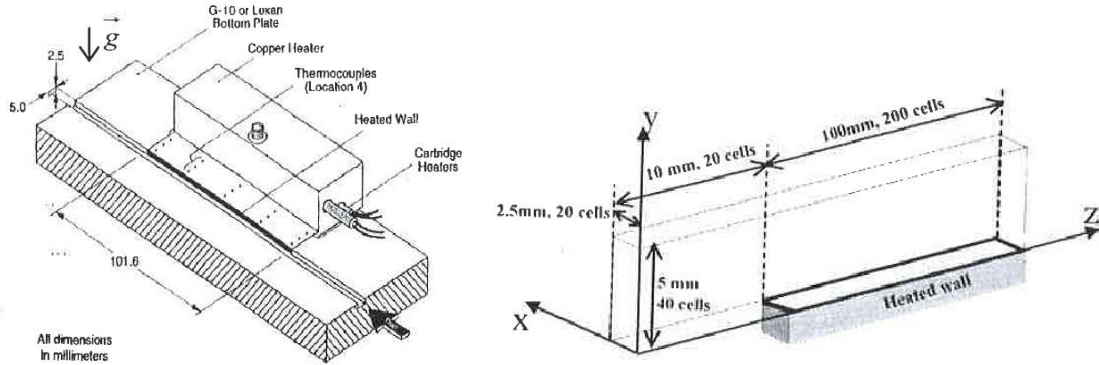
Le coefficient du modèle "evaporation-condensation" est fixé à 100. Les auteurs le justifient en expliquant qu'un coefficient trop grand entraîne des problèmes de convergence numérique alors qu'un coefficient trop petit entraîne une trop grande différence entre la température à l'interface et la température de saturation (leur critère est de garder la température de l'interface à  $T_{sat} \pm 1K$ ).

Les différents régimes d'écoulement sont également reportés sur la Figure II-41. La création de vapeur est amorcée artificiellement par les auteurs par un terme source de vapeur dans une maille proche de la paroi de façon à initier le changement de phase. Cette maille est placée en fonction des observations expérimentales. En effet le calcul du début d'ébullition (ONB) n'est pas pris en compte dans ces simulations.

Ces travaux montrent l'intérêt de la comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux. En effet le coefficient du modèle de changement de phase a été ajusté de façon à reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Une amélioration du modèle peut donc être apportée de façon à pouvoir l'adapter à différents cas expérimentaux.

- Khalij *et al.* [150]

Dans cette étude les auteurs utilisent la méthode VOF pour modéliser l'ébullition et le flux critique de fluide FC-72 à l'intérieur d'un canal de section rectangulaire chauffé par un flux constant sur la face inférieure avec le logiciel de CFD Star-CD 3.2. Le domaine d'étude est donné sur la Figure II-42 :



**Figure II-42.** A gauche : installation expérimentale, à droite domaine simulé [150]

L'installation expérimentale utilisée pour la comparaison avec les résultats numériques peut fonctionner à horizontal, à 90° et à la verticale, ce qui permet d'étudier les effets de la gravité sur l'écoulement.

La simulation est effectuée en mode instationnaire, sur environ 176000 mailles avec un modèle de turbulence k-ε pour bas Reynolds. L'évaporation a lieu quand la température d'une maille dépasse la température de saturation. Dans la cellule, la part de l'énergie qui ne sert pas à chauffer le fluide jusqu'à  $T_{sat}$  sert au changement de phase, et la masse de vapeur créée est la suivante :

$$m_v = \frac{\rho V_c C_p (T - T_{sat})}{h_{lv}} \quad \text{II.46}$$

avec  $V_c$  est le volume de la cellule considérée. Les auteurs déduisent de l'équation II.46 un temps caractéristique du transfert de masse ( $x_{m,v}$  est le titre ou fraction massique de vapeur) :

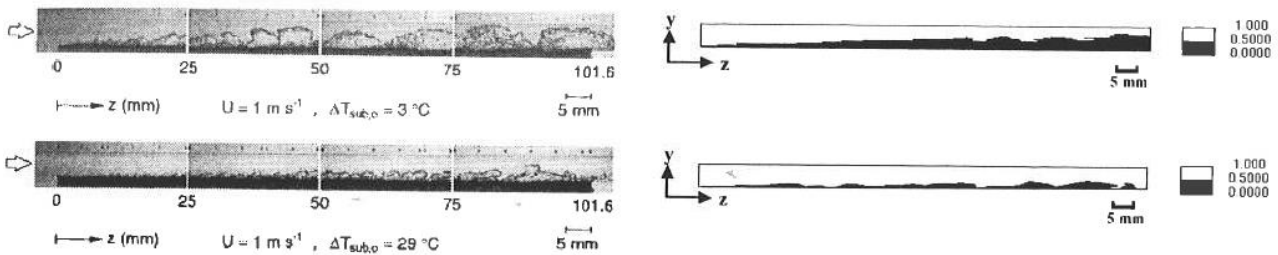
$$\frac{\partial x_{m,v}}{\partial t} = \frac{m_v}{\Delta t \cdot \rho \cdot V_c} = \frac{C_p (T - T_{sat})}{\Delta t \cdot h_{lv}} \quad \text{II.47}$$

finalment implémenté dans le terme source pour l'équation du taux de vide de la façon suivante :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla(\alpha v_m) = -\frac{\rho_m}{\rho_l} \frac{\partial x_{m,v}}{\partial t} = -\frac{\rho_m}{\rho_l} \frac{C_p (T - T_{sat})}{\Delta t \cdot h_{lv}} \quad \text{II.48}$$

Cette approche diffère du modèle "evaporation-condensation" de Fluent mais est tout de même basé sur un retour à la température de saturation d'une maille de liquide surchauffé.

Les résultats obtenus pour la configuration horizontale sont présentés sur la Figure II-43 :



**Figure II-43.** Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales [150]

Une bonne correspondance est obtenue qualitativement avec les images expérimentales. Cependant les bulles n'apparaissent pas de façon distincte, peut-être dû à un maillage trop grossier. Les auteurs se sont aussi intéressés à l'effet de la gravité, et pour cela ont effectué des simulations correspondant à des inclinaisons de canal de 90° et 180°. Globalement les formes de bulles ne sont cependant pas toujours très bien reproduites,

mais la forme globale de l'écoulement est reproduite. Les auteurs notent qu'à une vitesse d'entrée plus élevée (1,5 m/s au lieu de 0,5 m/s) la phase vapeur n'est plus aussi bien modélisée, car celle-ci a tendance à former un film plutôt que des bulles.

Cette étude est intéressante car elle traite du transfert de masse en utilisant un coefficient basé sur des propriétés physiques, cependant le transfert ne dépend pas de la surchauffe de la paroi, qui est un phénomène important en ébullition sous-refroidie.

#### II.3.2.4 Conclusion

La modélisation des écoulements en changement de phase avec le modèle VOF reste encore peu étudiée. Les auteurs comparent qualitativement leurs résultats et obtiennent généralement un bon accord avec les données expérimentales. Cependant les modèles de transfert de chaleur et de masse restent souvent dépendants d'un coefficient que les différents auteurs ajustent sur le cas expérimental étudié, ce qui en limite la généralisation. Le modèle VOF, bien que très efficace pour simuler des écoulements à larges structures diphasiques, l'est moins quand ces structures diminuent en taille (petites bulles). En effet, il nécessiterait alors un maillage très fin au niveau de ces interfaces, rendant la taille du maillage prohibitive pour des applications industrielles. Une modélisation sous-maille permettant de traiter ces petites structures semble une bonne solution pour rester dans des tailles de maillage raisonnables.

### II.3.3 Conclusion de l'étude bibliographique sur les écoulements en changement de phase

Au cours de cette analyse bibliographique, trois approches de modélisation par CFD des écoulements diphasiques ont été utilisées par les auteurs pour simuler le transfert de chaleur et de masse dans les écoulements en convection forcée. Ces travaux sont pour la plupart récents, ce qui prouve l'intérêt pour ce domaine actuellement. Afin de résumer le travail bibliographique réalisé dans les sections précédentes, un tableau récapitulatif des possibilités offertes par les différentes approches diphasiques disponibles actuellement dans le logiciel Fluent (et plus généralement dans les logiciels de CFD actuels) est dressé (cf. Tableau II-2).

	Modélisation de l'interface	Mouvement relatif de la vapeur par rapport au liquide	Changement de régime
Mélange	Non	Oui (si utilisation d'une vitesse relative)	Non
Deux fluides (eulérien)	Oui	Oui	Oui
VOF	Oui, interface nette	Oui, si une interface nette est formée, sinon modèle homogène pour la vapeur dispersée)	Oui mais pas adapté au régime dispersé

	Ebullition en paroi	Changement de phase à l'interface	Temps CPU
Mélange	Pas par défaut	Basé sur un retour à l'équilibre thermodynamique si $T > T_{sat}$	Court
Deux fluides (eulérien)	Oui avec le modèle RPI	Oui	Long
VOF	Pas par défaut	Basé sur un retour à l'équilibre thermodynamique si $T > T_{sat}$	Moyen

**Tableau II-2.** Tableau récapitulatif des possibilités des différents modèles diphasiques du logiciel Fluent

Chaque modèle (pour écoulements dispersés ou pour la modélisation des surfaces libres) semble bien adapté à son domaine d'application. Il semble donc qu'une combinaison de ces méthodes serait intéressante afin de modéliser au mieux tous les régimes d'écoulement, depuis le régime à bulles jusqu'aux régimes stratifié et annulaire.



# Chapitre III

## Modèle numérique

---





### III.1 Introduction

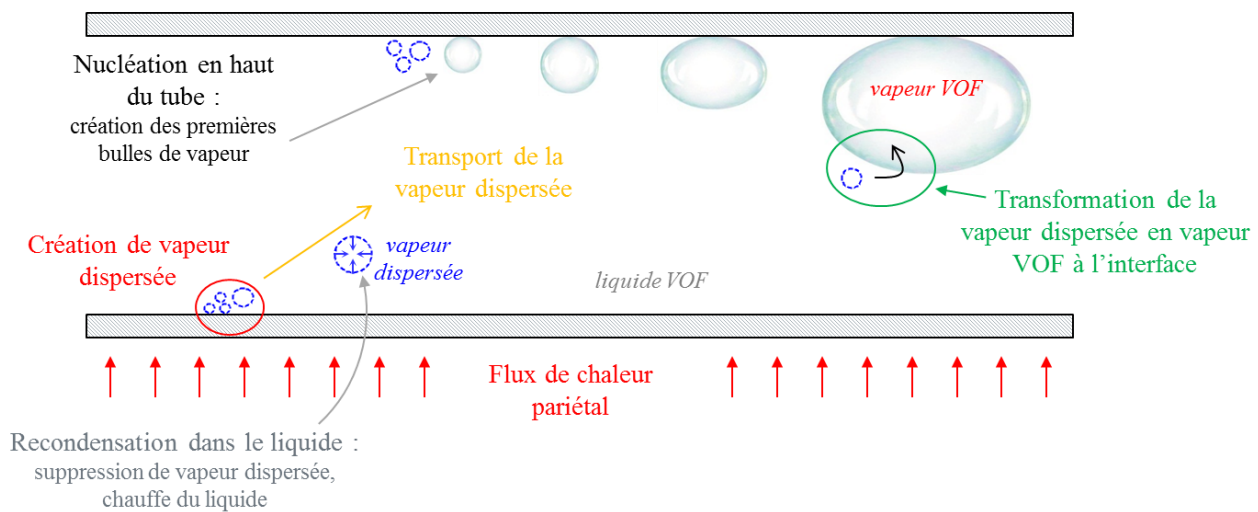
Dans le chapitre II, un état de l'art des modèles et travaux existants pour la simulation des écoulements diphasiques en changement de phase a été réalisé. La conclusion de ce travail est que la combinaison d'un modèle permettant de simuler correctement des interfaces avec un modèle adapté aux écoulements dispersés permet de traiter les transitions entre régimes d'écoulement, depuis l'apparition des bulles jusqu'au régime stratifié. Le but est de pouvoir conserver le modèle VOF pour sa capacité à traiter les larges structures, tout en l'améliorant pour prendre en compte la présence de structures beaucoup plus dispersées.

Pour cela, une nouvelle phase appelée "vapeur dispersée" et dont le taux de vide est représenté par un scalaire personnalisé  $\alpha_d$  sera introduite. Le modèle VOF sera conservé pour la simulation des larges structures d'interfaces, mais les petites bulles seront traitées par un modèle sous-maille (le transport du scalaire  $\alpha_d$ ), évitant ainsi la modélisation de leur interface.

Un modèle de transport discret de cette vapeur dispersée de la paroi aux larges interfaces liquide-vapeur va être développé et implémenté grâce à des fonctions personnalisées.

Le transfert thermique et la création de vapeur en paroi, fonction de la surchauffe de celle-ci, seront pris en compte par l'utilisation d'une corrélation empirique tirée de la littérature.

De plus, différents phénomènes en rapport avec la nouvelle phase dispersée seront implémentés : ses transferts avec la phase continue gérée par le modèle VOF, son éventuelle recondensation dans le liquide, et le traitement de son accumulation, la phase dispersée devenant continue (Figure III-1).



**Figure III-1.** Schéma des phénomènes pris en compte dans le modèle.

Enfin, avant d'introduire la notion de vapeur dispersée, l'équation de conservation de l'énergie de Fluent sera réécrite afin de prendre en compte correctement les effets du changement de phase.

### III.2 Transport de l'énergie

#### III.2.1 Mise en évidence du problème

Dans le cadre de calculs sur des écoulements chauffés en changement de phase, il est très important que l'équation de conservation de l'énergie soit adaptée à nos besoins, et notamment que la gestion du changement de phase soit correctement appréhendée du point de vue thermique. Or cette partie est mal gérée nativement dans Fluent, et le problème peut être mis en évidence de façon simple.

Dans un canal horizontal de 2 m et de diamètre 25 mm, s'écoule de l'eau à pression atmosphérique. Le débit d'entrée est de 0,1 kg/s, l'eau est à une température de 95°C, correspondant à un sous-refroidissement de 5°C. A la paroi, un flux constant de 50 kW/m<sup>2</sup> est imposé. Les conditions sont rappelées dans le Tableau III-1. Grâce à un bilan de puissance, il est déterminé que le titre en sortie doit être de 2,5 %, l'eau sort donc sous forme diphasique.

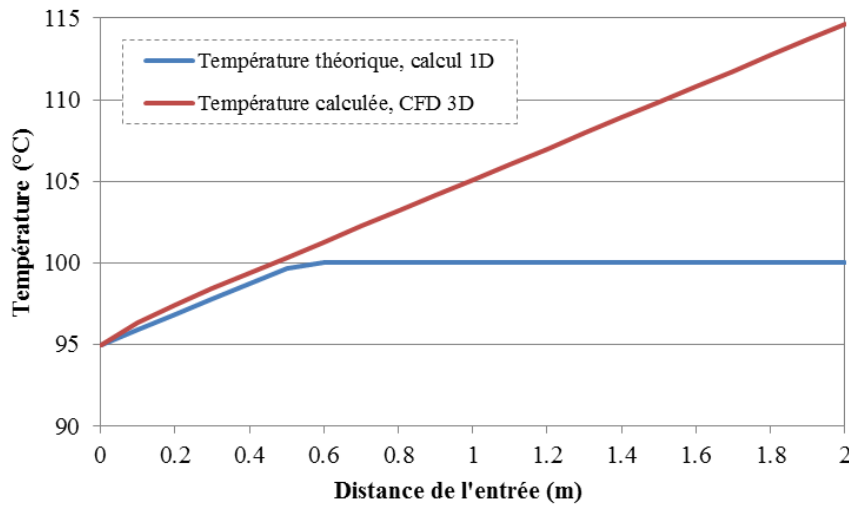
$L$ (m)	2
$D$ (m)	0,025
$\Delta T$ (K)	5
$C_p$ (J/kg/K)	4210
$\dot{m}$ (kg/s)	0,1
$\varphi$ (W/m <sup>2</sup> )	50000
$A_{ext}$ (m <sup>2</sup> )	0,15708
$Q$ (W)	7854
$h_{lv}$ (J/kg)	$2,2579 \cdot 10^6$

$x_{théo}$	0,025
------------	-------

**Tableau III-1.** Paramètres du calcul mettant en évidence le problème

La température moyenne dans une section en fonction de la longueur du canal peut être ainsi tracée (Figure III-2). La courbe du résultat numérique obtenu par Fluent est superposée à la courbe théorique :



**Figure III-2.** Température calculée par un bilan de puissance 1D, et températures moyennées sur des sections calculées en 3D avec Fluent.

En réalité, la température reste constante lorsque le fluide est à la saturation. Cependant on observe que la température du fluide calculée par Fluent passe au-dessus de cette température. Il peut donc être conclu que par défaut, Fluent ne gère pas correctement le changement de phase, et que l'équation de l'énergie proposée dans le logiciel n'est pas adaptée à nos besoins.

L'équation de conservation de l'énergie résolue en monophasique ou lors de l'utilisation d'un modèle diphasique "à un fluide" (comme les modèles de mélange ou VOF) est celle du transport de l'enthalpie sensible  $C_p T_m$  :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_p T_m) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} C_p T_m) = \nabla \cdot (\lambda_m \nabla T_m) + S_E \quad \text{III.1}$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $T_m$  la température du mélange,  $\vec{v}$  la vitesse du fluide,  $k$  la conductivité thermique,  $C_p$  la capacité calorifique et  $S_E$  le terme source de l'équation.

Le problème de l'équation de l'énergie de Fluent est que dans le cas d'une capacité calorifique constante, l'enthalpie latente de changement de phase n'est pas prise en compte.

Une solution pourrait être de définir une capacité calorifique en fonction de la température, prenant en compte le changement de phase, où un Dirac apparaît à la température de saturation, satisfaisant la relation :

$$\int_{T_m=T_{sat}}^{T_{sat}+\varepsilon} C_p(T_m) dT_m = h_{lv} \quad \text{III.2}$$

Cependant cette méthode pose des problèmes d'intégration dus à la formulation avec un Dirac, l'enthalpie de changement de phase pouvant alors être mal calculée.

Une résolution personnalisée de l'équation de l'énergie en enthalpie et non plus seulement en température semble donc être une solution adaptée à ce problème. En effet, comme la notion d'enthalpie comprend l'énergie correspondant à une élévation de température (énergie sensible) et celle associée au changement de phase (énergie latente).

### III.2.2 Solution apportée

Afin de résoudre le problème pointé à la section précédente, l'équation de l'énergie de Fluent va être réécrite en termes d'enthalpie et remplacée par une équation de transport de scalaire personnalisé (UDS pour User-Defined Scalar). Dans l'environnement Fluent, il est en effet possible de résoudre le transport d'un scalaire passif  $\Phi$  par l'écoulement. Son équation de transport est la suivante, pour une formulation diphasique dans un modèle à un fluide :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \Phi) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m \Phi) = \nabla \cdot (\Gamma_m \nabla \Phi) + S_\Phi \quad \text{III.3}$$

avec les différentes grandeurs de mélange (index  $m$ ) définies de la même façon que dans le chapitre II.

L'équation en enthalpie que nous souhaitons résoudre afin de prendre en compte la chaleur latente de changement de phase est la suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m h_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m h_m) = \nabla \cdot (\lambda_m \nabla T_m) + S_E \quad \text{III.4}$$

L'hypothèse est faite que la température du mélange est reliée linéairement à l'enthalpie de la façon suivante :

$$T_m = \frac{h_m}{C_p} \quad \text{III.5}$$

Ce qui conduit à une expression de l'équation de l'énergie écrite uniquement en enthalpie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m h_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m h_m) = \nabla \cdot (\Gamma_m \nabla h_m) + S_E \quad \text{III.6}$$

Le coefficient de diffusion  $\Gamma_m$  est alors défini par :

$$\Gamma_m = \alpha \frac{\lambda_{eff,v}}{C_{p,v}} + (1-\alpha) \frac{\lambda_{eff,l}}{C_{p,l}} \quad \text{III.7}$$

avec  $C_p$  la capacité calorifique de la phase. La turbulence est prise en compte dans le coefficient de diffusion  $\Gamma_m$  par le calcul personnalisé des conductivités thermiques effectives  $\lambda_{eff,v}$  et  $\lambda_{eff,l}$ . Dans ce travail, le modèle k- $\varepsilon$  RNG [109] est utilisé, et ainsi dans chaque maille, la conductivité effective est calculée de la façon suivante :

$$\lambda_{eff} = A_{Pr} C_p \mu_{eff} \quad \text{III.8}$$

avec  $\mu_{eff}$  la viscosité effective calculée par le modèle de turbulence et  $A_{Pr}$  un coefficient propre au modèle k- $\epsilon$  RNG, représentant l'inverse d'un nombre de Prandtl effectif qui intervient dans le transport des quantités turbulentes  $k$  et  $\epsilon$  [109].

Par analogie entre les équations III.3 et III.6, il apparait donc que le scalaire  $\Phi$  est l'enthalpie du mélange :

$$\Phi = h_m \quad \text{III.9}$$

Le terme source  $S_E$  est analogue à celui de l'équation de l'énergie standard, exprimé en  $W/m^3$ . Il sera défini à la section III.4.

Dans le cadre des calculs effectués dans ce travail, le maillage proche de la paroi ne sera pas assez fin pour coupler l'échange thermique entre le fluide et la paroi par la conduction thermique classique dans la demi-maille fluide.

Dans le modèle présenté ici, le transfert de chaleur de la paroi au fluide est réalisé par l'ajout à l'équation de transport de termes sources volumiques couplés : au début de chaque itération, un calcul du coefficient d'échange est réalisé (par exemple en monophasique par la corrélation de Dittus-Boelter [57]). Puis, par la connaissance des températures de paroi et de fluide, le flux de chaleur surfacique est déterminé. Celui-ci est ensuite transformé en terme source de flux de chaleur volumique  $S_E$  pour les mailles adjacentes à la paroi et inséré dans l'équation II.12. Dans la paroi l'énergie sera toujours transportée par conduction, mais dans le fluide, le terme source simulera un terme de transport convectif.

Soumis à un flux de chaleur constant, l'enthalpie du fluide (liquide puis mélange liquide-vapeur) va alors constamment augmenter, dû à la formulation en enthalpie de mélange. Il est à noter que de par l'approche à "un fluide" utilisée dans ce travail, les états métastables (comme la surfusion par exemple) ne peuvent pas être pris en compte.

Afin de retrouver le champ de température réel  $T_m$ , une fonction linéaire par morceaux est imposée de la façon suivante :

$$T_m = \begin{cases} a_{l0} + a_{l1} \times h_m & \text{si } h_m < h_{l,sat} \\ T_{sat} & \text{si } h_{l,sat} \leq h_m \leq h_{v,sat} \\ a_{v0} + a_{v1} \times h_m & \text{si } h_m > h_{v,sat} \end{cases} \quad \text{III.10}$$

Dans l'équation III.10, les coefficients  $a_{l0}$ ,  $a_{l1}$ ,  $a_{v0}$  et  $a_{v1}$  sont constants et déterminés en faisant l'hypothèse d'une capacité calorifique constante. Ainsi, par définition, pour une phase (le liquide par exemple), l'enthalpie est égale à :

$$h_m = \int_{T_{ref}}^{T_m} C_{p,l}(T) dT \quad \text{III.11}$$

Pour une capacité calorifique monophasique liquide  $C_{p,l}$  constante, on obtient :

$$h_m = C_{p,l} \times (T_m - T_{ref,l}) \quad \text{III.12}$$

Soit :

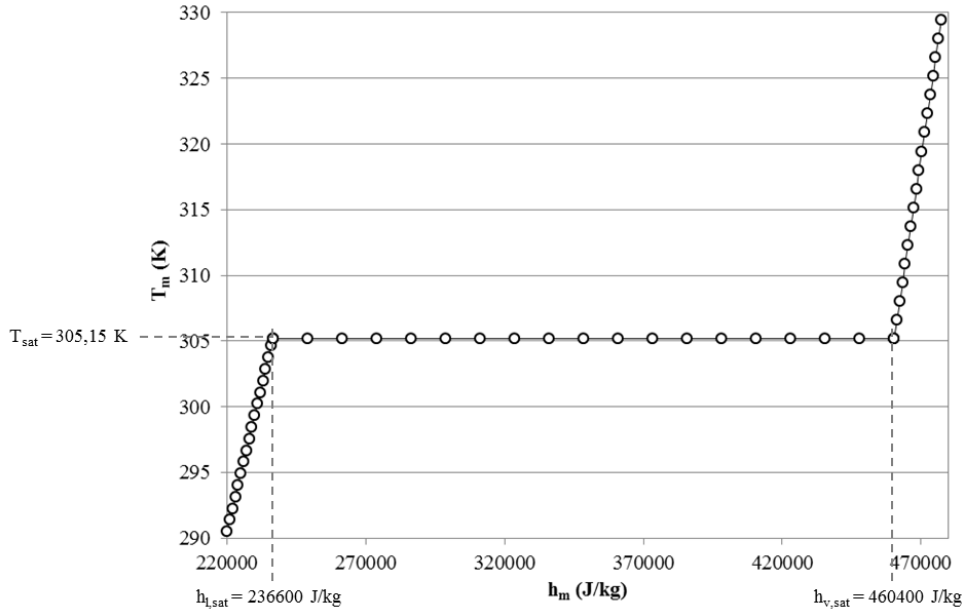
$$T_m = T_{ref,l} + \frac{h_m}{C_{p,l}} \quad \text{III.13}$$

Par analogie, on en déduit donc :

$$\begin{cases} a_{l0} = T_{ref,l} \\ a_{l1} = \frac{1}{C_{p,l}} \end{cases} \quad \begin{cases} a_{v0} = T_{ref,v} \\ a_{v1} = \frac{1}{C_{p,v}} \end{cases} \quad \text{III.14}$$

Cette approche peut évidemment être raffinée par la suite afin de prendre en compte des évolutions non linéaires de la capacité calorifique avec la température.

L'apport de cette méthode est la maîtrise de la relation entre l'enthalpie et la température. Sur la Figure III-3 est représentée la relation entre la température et l'enthalpie obtenue pour le réfrigérant R141b à pression atmosphérique:



**Figure III-3.** Relation entre température et enthalpie pour le réfrigérant R141b, obtenue grâce à la résolution personnalisée de l'équation de l'énergie.

Sur cette figure, la température augmente linéairement avec l'enthalpie sur la partie monophasique liquide (à gauche de la courbe). Sur la partie droite, où le changement de phase a lieu (à partir de l'enthalpie de saturation du liquide) la température reste constante, tant que l'enthalpie du mélange ne dépasse pas l'enthalpie de saturation de la vapeur.

L'équation de l'enthalpie est résolue de même dans le solide constituant la paroi. L'enthalpie dans cette zone se définit par :

$$h_s = C_{p,s} \times (T_s - T_{ref,l}) \quad \text{III.15}$$

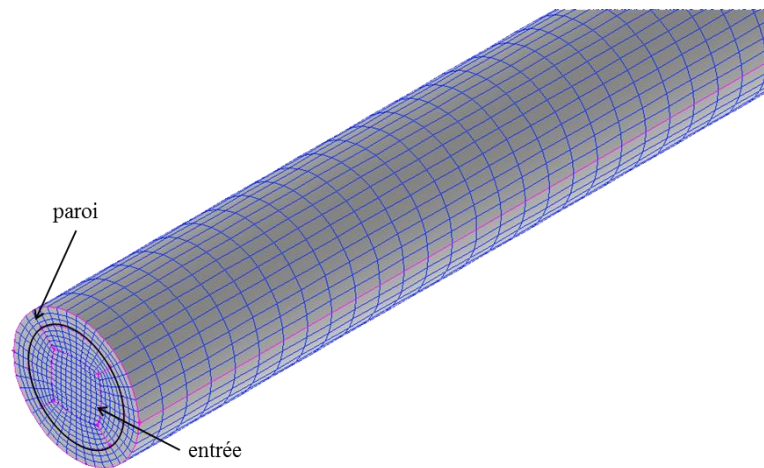
$$T_s = T_{ref,l} + \frac{h_s}{C_{p,s}} \quad \text{III.16}$$

Cette méthode permet donc de transporter l'énergie de façon personnalisée dans le fluide et le solide, et de reproduire la bonne évolution de température lors du changement de phase. La température et l'enthalpie peuvent alors être post-traitées, et utilisées dans d'autres parties du code.

### III.2.3 Validation

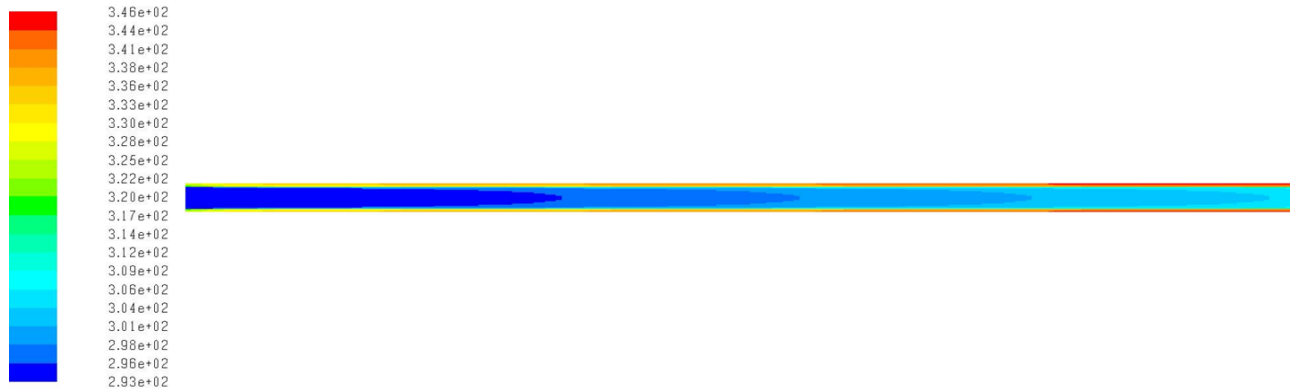
La nouvelle équation de conservation de l'énergie décrite ci-dessus a été implémentée dans un cas simple. Le but est ici de valider de façon monophasique les termes sources de base et le transport du scalaire.

Une géométrie est construite et deux calculs indépendants sont réalisés. Un écoulement d'eau liquide à 20°C et à pression atmosphérique entre à une vitesse de 0,2 m/s dans un tube circulaire de diamètre interne  $D_{int}$  et externe  $D_{ext}$  respectivement de 20 et 26 mm, et de longueur 1 m (Figure III-4). Un flux de chaleur constant de 40 kW/m<sup>2</sup> est imposé sur la face externe de la paroi.



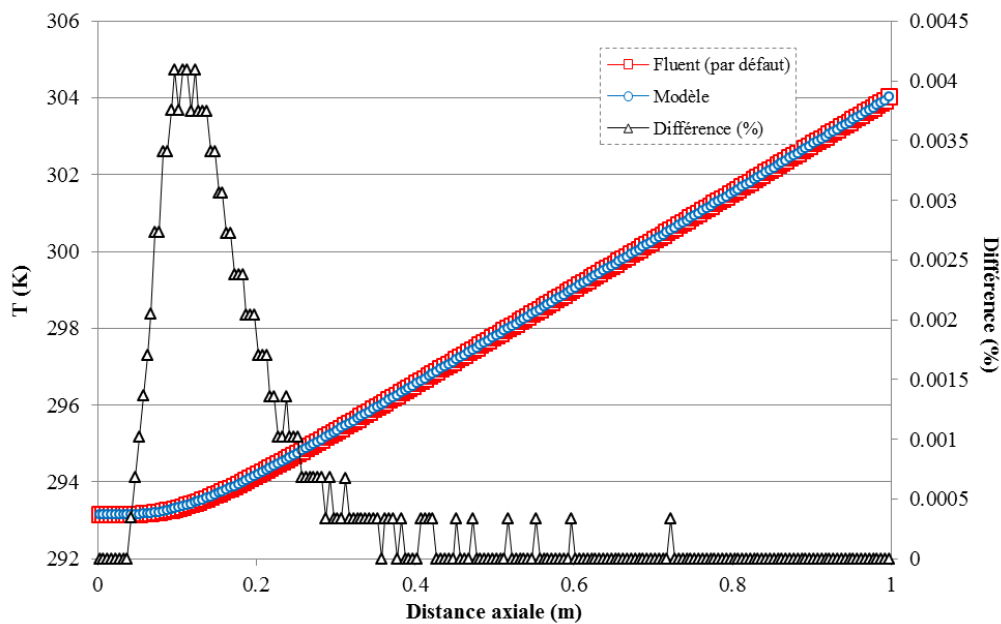
**Figure III-4.** Géométrie et maillage utilisé pour la validation du transport de l'énergie.

Qualitativement, la température augmente dans l'écoulement, et de l'énergie est également stockée sous forme sensible dans la paroi (Figure III-5).



**Figure III-5.** Champ de température

La température est tracée sur une ligne au centre du tube, en fonction de la distance axiale, pour le modèle par défaut de Fluent et le modèle présenté ici (Figure III-6).



**Figure III-6.** Températures calculées par Fluent et par le modèle personnalisé, ainsi que l'erreur associée.

Une très bonne correspondance entre le transport de l'énergie par défaut et le modèle personnalisé, est obtenue, la différence par rapport au calcul avec le modèle par défaut est très faible.

### III.3 Transport d'une troisième phase : la vapeur dispersée

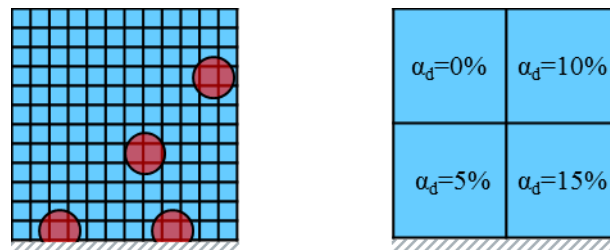
#### III.3.1 Principe

L'étude bibliographique sur l'état de l'art réalisée au chapitre II a permis de décrire les trois approches diphasiques couramment utilisées dans la littérature, à savoir le modèle de mélange, le modèle à deux fluides (eulérien) et le modèle Volume Of Fluid (VOF). Tandis que les deux premiers sont adaptés au transport de phase secondaire (vapeur) de façon dispersée dans la phase principale (liquide), le dernier est efficace pour modéliser des écoulements à larges interfaces (poches, stratification...). Il a été conclu qu'une amélioration possible des modèles existants serait de combiner ces méthodes afin d'en tirer le meilleur de chacune.

Le but de ce travail est de simuler l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation progressive le long d'un tube. La modélisation de grosses structures sera donc le cœur de l'étude, et c'est pourquoi il a été choisi d'utiliser le modèle VOF. De plus l'approche à "un fluide" permet de réduire le temps de calcul, ce qui est intéressant dans le cadre de calculs pour l'ingénierie. Cependant un inconvénient de ce modèle apparaît lors du calcul de petites structures, comme de fines bulles. En effet, l'interface étant résolue de façon fine, un maillage important est alors nécessaire.

Or, lors de l'apport d'un flux de chaleur sur la face extérieure d'un tube dans lequel circule un fluide, un changement de phase se réalise sur la paroi interne, manifestée par la création de fines bulles, qui vont grossir et coalescer pour finalement former des structures plus larges. La modélisation de la première partie de l'évaporation peut alors poser problème.

C'est pourquoi il a été décidé de traiter la vapeur créée en paroi (Figure III-7), de telle sorte que son transport de la paroi jusqu'à l'interface principale liquide-vapeur ne soit pas calculé par le modèle VOF mais par une équation de transport séparée. Cette approche se justifie par le fait que la vapeur en paroi est créée en faibles quantités dans le cas des centrales solaires à concentration (dû aux faibles flux de chaleur apportés).



**Figure III-7.** Principe de la discrétisation du transport de la vapeur.

A gauche, maillage fin pour la résolution des interface,  
à droite le même volume avec un maillage plus grossier et la vapeur discrétisée.

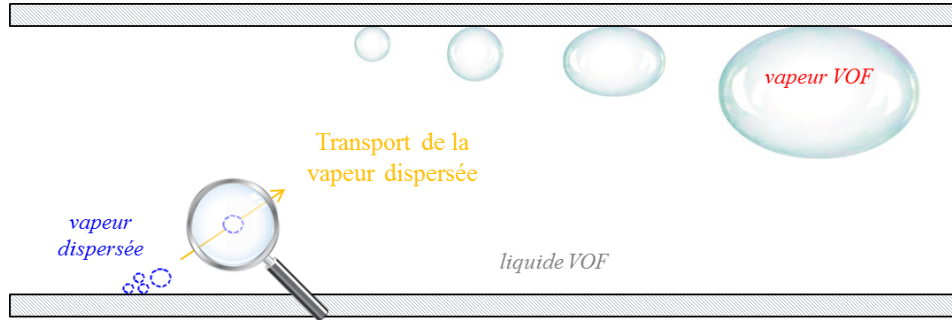
Une troisième phase aurait pu être ajoutée aux deux phases déjà existantes du modèle VOF. Cependant, comme indiqué au chapitre II, à faibles taux de vide le modèle VOF dégénère en modèle homogène, c'est-à-dire que le transport de la vapeur se fait par le même champ de vitesse que le liquide. Or en réalité une vitesse relative existe entre le liquide et la vapeur qui fait monter celle-ci dans le liquide jusqu'en haut du tube ou jusqu'à une interface si il en existe. Cette solution n'était donc pas possible pour notre cas.

Afin de continuer de travailler dans l'environnement du modèle VOF, **une nouvelle phase est créée**, mais traitée sous la forme d'un scalaire personnalisé, qui correspond au **taux de vide** de cette **vapeur dispersée** créée en paroi. Ce nouveau scalaire sera noté  $\alpha_d$  par la suite. Afin de ne pas le transporter de façon homogène, le calcul de son déplacement sera réalisé en s'inspirant du modèle de mélange ("mixture model") de Fluent décrit au chapitre II [109]. L'intérêt de cette méthode est la possibilité de transporter la vapeur dispersée en introduisant une vitesse relative par rapport à la vitesse principale de l'écoulement.



### III.3.2 Equation de transport

Afin de réaliser le transport sous-maille de la vapeur dispersée jusqu'à l'interface liquide-vapeur principale (Figure III-8), un scalaire personnalisé est défini, de la même que pour le transport de l'énergie décrit à la section III.2 ci-dessus.



**Figure III-8.** Transport de la vapeur dispersée.

L'équation du transport de la nouvelle phase dite "vapeur dispersée" (noté avec l'index  $d$ ), est la même que celle du transport de la phase secondaire dans le modèle de mélange (équ. II.16). Elle est rappelée ci-dessous :

$$\frac{\partial \alpha_d \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_d \rho_v \vec{v}_d) = S_M \quad \text{III.17}$$

Dans l'équation ci-dessus,  $S_M$  est un terme source ou puits de masse, exprimé en  $\text{kg}/\text{m}^3/\text{s}$ .

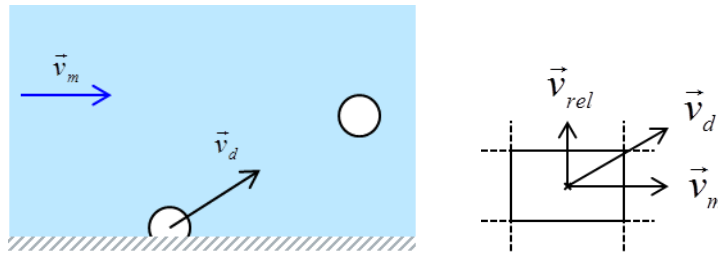
Pour faire rentrer cette équation dans le cadre du transport d'un scalaire personnalisé (équ. III.3), des adaptations sont nécessaires. En effet les termes de l'équation de conservation de la masse de vapeur (équation II.17) sont définis pour la vapeur ( $\alpha$ ,  $\rho_v$ ,  $\vec{v}_d$  ...) alors qu'ils apparaissent pour le mélange dans l'équation III.3. Cette approche a déjà été utilisée avec succès par Celik *et al.* [151] pour le transport de gouttelettes d'huile dispersées dans de l'eau.

Afin d'adapter l'équation II.17 au format de l'équation III.3, il faut donc effectuer le changement de variable :

$$\Phi = \alpha_d \frac{\rho_v}{\rho_m} \quad \text{III.18}$$

Cela va être réalisé en modifiant directement les termes instationnaire et convectif de l'équation de transport. De plus, la vitesse de transport du scalaire (la vitesse du mélange dans l'équation III.3) doit être modifiée afin d'utiliser la vitesse de la vapeur dispersée. Le coefficient de diffusion est quant à lui fixé à 0.

De même que dans le modèle de mélange, la vitesse relative de la vapeur dispersée est calculée par une formule algébrique, puis additionnée à la vitesse de mélange calculée par le solver afin de trouver la vitesse de transport de la vapeur dispersée (Figure III-9).



**Figure III-9.** Lien entre la vitesse de mélange, la vitesse relative et la vitesse de la vapeur dispersée.

Il est pour cela nécessaire de modifier la façon dont sont calculées la partie instationnaire et le terme de flux convectif de l'équation III.3. Des fonctions personnalisées de Fluent (UDF pour User-Defined Functions)

permettent d'accéder à certaines étapes de la résolution du calcul et de les modifier. Deux UDF sont alors utilisées. La première modifie le terme transitoire de la façon suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \Phi) = \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho_m \frac{\alpha_d \rho_v}{\rho_m} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_d \rho_v) \approx -\frac{\rho_v V}{\Delta t} \alpha'_d + \frac{\rho_v V}{\Delta t} \alpha^{t-\Delta t}_d \quad \text{III.19}$$

La seconde permet de changer le terme compris dans la divergence, dans la partie gauche de l'équation III.3.

### III.3.3 Calcul de la vitesse relative

Le terme convectif  $\nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m \Phi)$  de l'équation III.3 est modifié pour le transport relative de la vapeur dispersée en  $\nabla \cdot (\alpha_d \rho_v \vec{v}_d)$ . Par définition, la vitesse de vapeur dispersée  $\vec{v}_d$  est reliée à la vitesse de mélange par la relation suivante (voir le chapitre II) :

$$\vec{v}_d = \vec{v}_m + \vec{v}_{dr} \quad \text{III.20}$$

Cette relation fait intervenir la vitesse de drift  $\vec{v}_{dr}$  qui n'est pas celle que l'on peut calculer. En effet les corrélations de la littérature permettent de calculer une vitesse relative  $\vec{v}_{rel}$ . Cette vitesse est définie par :

$$\vec{v}_{rel} = \vec{v}_d - \vec{v}_l \quad \text{III.21}$$

Les deux vitesses sont liées de la façon suivante pour un système à deux phases :

$$\vec{v}_{dr} = \vec{v}_{rel} \left( 1 - \frac{\alpha_d \rho_v}{\rho_m} \right) \quad \text{III.22}$$

Ainsi l'expression de la vitesse de la vapeur dispersée qui est nécessaire au transport de la vapeur dispersée est de la forme suivante :

$$\vec{v}_d = \vec{v}_m + \vec{v}_{rel} \left( 1 - \alpha_d \frac{\rho_v}{\rho_m} \right) \quad \text{III.23}$$

Finalement, l'équation de transport de la phase dispersée, faisant intervenir la vitesse de mélange (calculée par le modèle VOF) et la vitesse relative est la suivante :

$$\frac{\partial \alpha_d \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_d \rho_v \vec{v}_m) = -\nabla \cdot \left( \alpha_d \rho_v \vec{v}_{rel} \left( 1 - \frac{\alpha_d \rho_v}{\rho_m} \right) \right) + S_M \quad \text{III.24}$$

L'inconnue de l'équation III.23 pour obtenir l'expression de la vitesse de transport de la vitesse dispersée est donc l'expression de la vitesse relative  $\vec{v}_{rel}$ . Celle-ci est calculée par la méthode exposée par Manninen *et al.* [110] et utilisée dans le modèle de mélange de Fluent (voir chapitre II) [109]. Elle est rappelée ci-dessous :

$$\vec{v}_{rel} = \frac{D_d^2 (\rho_v - \rho_m)}{18 \mu_l f_D} \vec{a} \quad \text{III.25}$$

où  $f_D$  est la fonction de trainée exprimé par exemple par la relation de Schiller et Naumann [109] :

$$f_D = \begin{cases} 1 + 0,15 \text{Re}^{0,687} & \text{Re} = \frac{D_d \rho_l v_{rel}}{\mu_l} \leq 1000 \\ 0,0183 \text{Re} & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad \text{III.26}$$

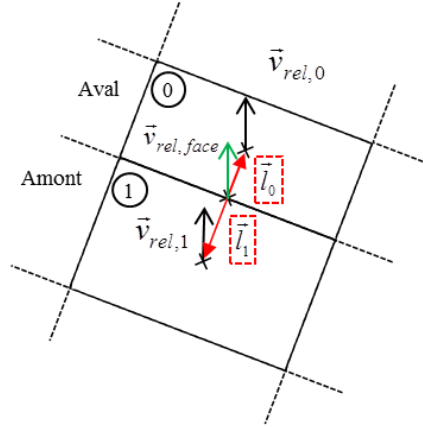
$D_d$  est le diamètre d'une bulle de vapeur, et est une donnée indispensable au calcul. Elle peut être extraite de la littérature ou calculée par des modèles existants.

L'accélération  $\vec{a}$  provient principalement de la gravité, mais sa forme complète est la suivante :

$$\vec{a} = \vec{g} - (\vec{v}_m \cdot \nabla) \vec{v}_m - \frac{\partial \vec{v}_m}{\partial t} \quad \text{III.27}$$

Ainsi grâce à une fonction personnalisée, la vitesse relative est calculée au début de chaque itération, et stockée dans une variable au centre des mailles afin de calculer le flux convectif de vapeur dispersée.

Physiquement, la vapeur dispersée doit rester sous l'interface, et il faut éviter qu'elle se transfère dans une maille contenant de la vapeur VOF (soit  $\alpha > 0$ ), autrement que par un transfert de masse vers la phase vapeur VOF. Numériquement, pour le calcul du flux convectif de vapeur dispersée, un test est donc réalisé afin de connaître quelles sont les mailles amont et aval par rapport à la vitesse relative de la face concernée (Figure III-10).



**Figure III-10.** Détermination des mailles amont et aval, pour le calcul de la vitesse relative.

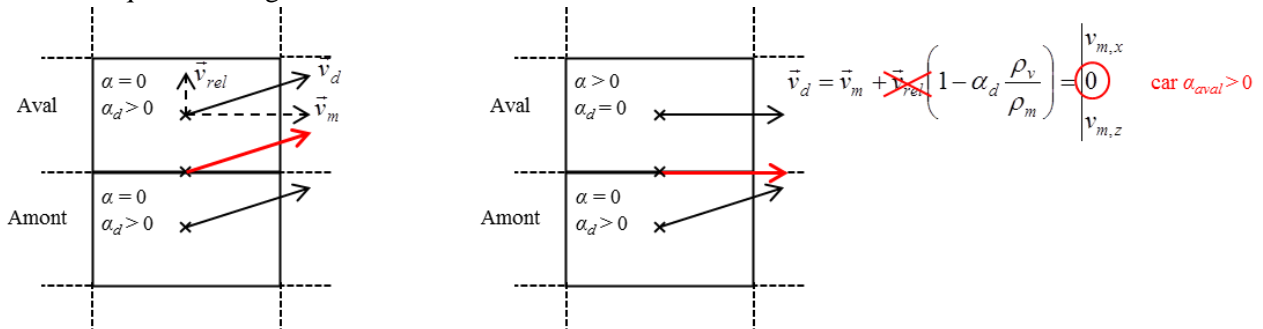
La vitesse relative au centre de la face commune à deux mailles est d'abord calculée vectoriellement par une moyenne pondérée par les distances  $l_0$  et  $l_1$  de la face aux centres des mailles, afin de prendre en compte les maillages non réguliers :

$$\vec{v}_{rel,face} = \frac{\|\vec{l}_1\|}{\|\vec{l}_0\| + \|\vec{l}_1\|} \vec{v}_{rel,0} + \frac{\|\vec{l}_0\|}{\|\vec{l}_0\| + \|\vec{l}_1\|} \vec{v}_{rel,1} \quad \text{III.28}$$

Un produit vectoriel est ensuite réalisé entre la vitesse à la face et les vecteurs  $\vec{l}_0$  et  $\vec{l}_1$  pour déterminer dans quel sens va la vitesse relative par rapport aux mailles 0 et 1. Sur la Figure III-10, la maille avale est donc la maille 0, car  $\vec{v}_{rel,face} \cdot \vec{l}_0 > 0$ .

Le calcul de la quantité de vapeur dispersée transportée est réalisé, à partir de la valeur de  $\alpha_d$  la maille amont. La vitesse relative n'a de sens que dans les mailles contenant principalement du liquide ( $\alpha$  inférieur à une valeur limite), sinon cette vitesse est annulée (le transport relatif de la vapeur dispersée par rapport à la vapeur VOF n'a pas de sens). Grâce à cette convention, on peut éviter des problèmes de transport de vapeur dispersée dans les mailles où il n'est pas sensé y en avoir, en prenant pour le transport à travers la face la valeur de la vitesse relative dans la maille aval.

De plus, la vitesse de la vapeur dispersée étant la somme d'une vitesse relative et la vitesse de mélange, si la maille aval contient de la vapeur VOF, la composante verticale de la vitesse de mélange est annulée pour éviter un transport non voulu de la vapeur dispersée (la vitesse relative étant principalement verticale), comme indiqué sur la Figure III-11.



**Figure III-11.** Vitesse utilisée pour le transport de la vapeur dispersée.

Grace à cette fonction le flux convectif de vapeur dispersée est calculé et son transport est ainsi maîtrisé. L'intérêt de cette méthode est que le calcul de la vitesse relative peut facilement être modifié, afin d'utiliser par exemple une autre corrélation.

Le transport de ce scalaire étant réalisé de façon explicite en temps, le pas de temps utilisé doit être choisi de façon à conserver une stabilité numérique. Pour cela, le nombre de Courant est calculé dans chaque maille pour la vitesse relative :

$$Co = \frac{v_{rel} \Delta t}{\Delta l} = 1 \quad \text{III.29}$$

avec  $v_{rel}$  la norme de la vitesse relative,  $\Delta t$  le pas de temps et  $\Delta l$  la distance entre le centre de deux cellules. Le pas de temps correspondant à un nombre de Courant de 1 est pris comme pas de temps maximum. Il est éventuellement minimisé par le pas de temps calculé par Fluent basé sur l'évaluation d'un nombre de courant utilisant la vitesse de mélange  $v_m$  dans les mailles :

$$Co = \frac{v_m \Delta t}{\Delta l} = 1 \quad \text{III.30}$$

Finalement :

$$\Delta t_{\max} = \min \left[ \frac{\Delta l}{v_m}; \frac{\Delta l}{v_{rel}} \right] \quad \text{III.31}$$

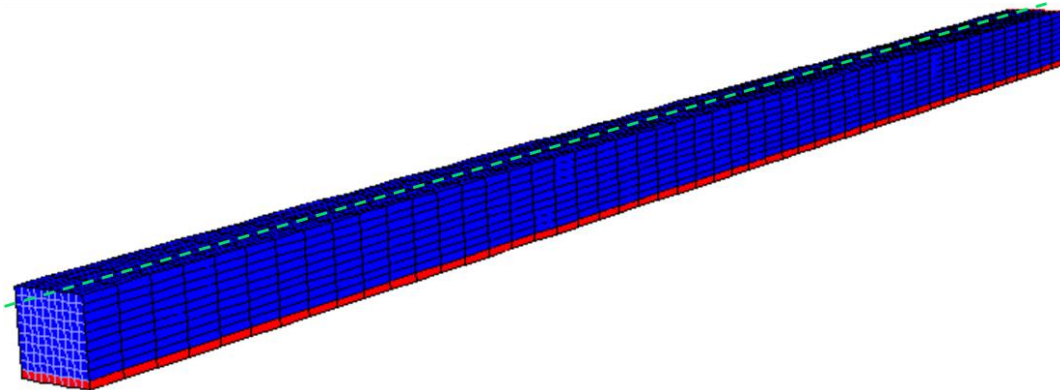
### III.3.4 Validation

Après avoir implémenté l'équation de transport de la nouvelle phase créée, il est nécessaire d'en vérifier le bon fonctionnement.

La validation du transport se fait tout d'abord par la vérification en 3D des bilans de masse de vapeur dispersée. Outre le contrôle des résidus du calcul, les débits surfaciques à l'entrée et à la sortie du domaine sont comparés.

La distribution dynamique du taux de vide de vapeur dispersée est également comparée à celle obtenue par le modèle de mélange de Fluent [109] dont l'équation de transport est inspirée. Deux calculs séparés sont alors réalisés, l'un avec le modèle de mélange ("mixture model") utilisé par défaut dans Fluent, l'autre avec le modèle présenté ci-dessus.

Un canal tridimensionnel est modélisé (de dimensions 0,02 x 0,02 x 0,5 m<sup>3</sup>, composé de 10 x 10 x 50 mailles), de l'eau liquide entre à une vitesse de 0,2 m/s et une condition de pression est imposée à la sortie. Sur les premières mailles adjacentes à la face inférieure, un débit volumique de phase dispersée est imposé arbitrairement à 0,1 kg/m<sup>3</sup>/s grâce à une fonction personnalisée (UDF) (Figure III-12).



**Figure III-12.** Géométrie du cas de validation du transport de la vapeur dispersée.

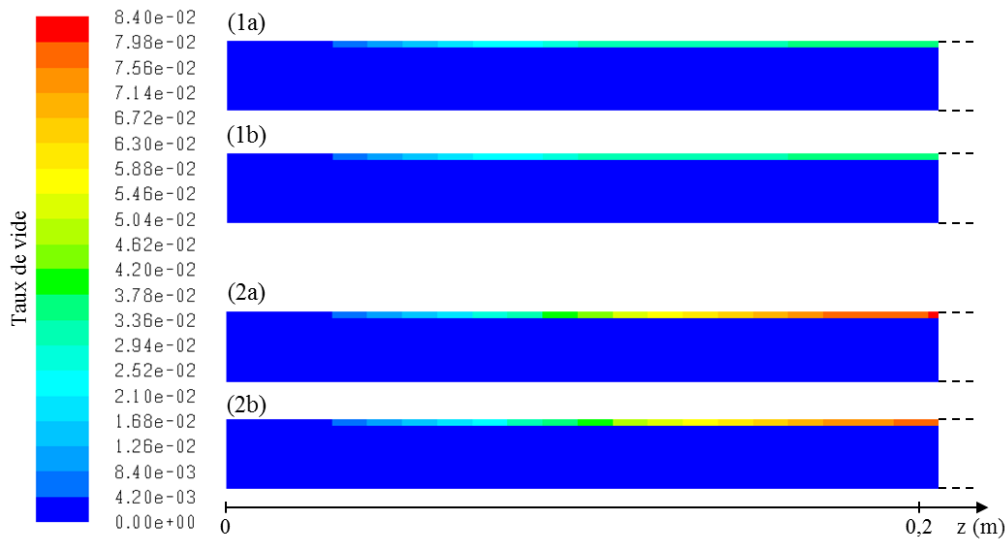
En rouge, les mailles avec une source volumique de vapeur (0,1 kg/m<sup>3</sup>/s).

Dans le premier cas, le modèle de mélange par défaut de Fluent est utilisé, et de la vapeur est créée. Dans le second cas, de la vapeur dispersée est créée et le modèle présenté ci-dessus est utilisé. Dans les deux cas le diamètre des particules pour le calcul de la vitesse relative est fixé à 1 mm. La phase secondaire ainsi créée

près de la paroi inférieure est transportée par convection dans l'écoulement et se concentre en haut du canal du fait de la gravité. Un pas de temps de 0,01s est utilisé, le pas de temps maximum calculé par l'équation III.31 étant de 0,02s.

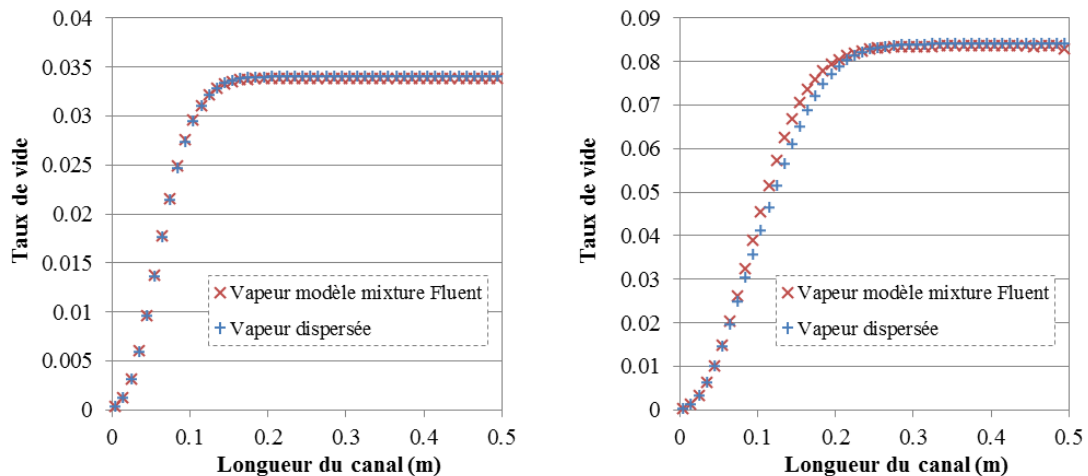
La validation du transport se fait pour des taux de vide faibles ( $\alpha_d < \alpha_{lim} = 0,1$ ) car comme son nom l'indique, la vapeur dispersée doit rester en faible proportion par rapport à la phase principale. Une trop forte concentration de vapeur dispersée amène à une non prise en compte de l'expansion volumique qui accompagne normalement la création de vapeur qui n'est alors pas prise en compte dans la maille. Nous allons d'ailleurs imposer une limite, telle que si le taux de vide de vapeur dispersée dépasse la valeur fixée  $\alpha_{lim}$ , elle se transforme alors en vapeur VOF non dispersée.

Sur la Figure III-13, les taux de vide de vapeur du modèle mixture de Fluent et de vapeur dispersée du modèle développé sont comparés qualitativement à deux pas de temps différents et montrent une bonne correspondance.



**Figure III-13.** Valeurs du taux de vide (a) de vapeur et (b) de vapeur dispersée, pour des temps (1)  $t = 0,5$  s et (2)  $t = 1,0$  s dans la partie amont du canal.

De façon quantitative, les profils de taux de vide sur la ligne verte en pointillés de la Figure III-12 sont comparés sur la Figure III-14. Une légère différence observée vient probablement des termes de transport turbulent inclus dans le transport réalisé par Fluent mais pas encore dans notre modèle. Les débits de vapeur sont conservés, et il est vérifié que la masse de vapeur sortante est bien correspondante à celle créée par le terme source.



**Figure III-14.** Taux de vide de vapeur et de vapeur dispersée en fonction de la distance axiale, (à gauche)  $t = 0,5$  s., (à droite)  $t = 1,0$  s.

La notion de vapeur dispersée étant maintenant définie et son transport décrit et validé, celle-ci va pouvoir être utilisée pour modéliser la création de vapeur en paroi due au changement de phase.

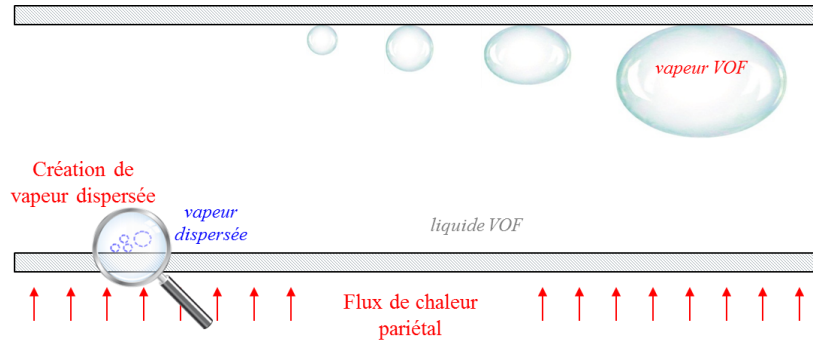
### III.4 Transfert thermique et massique à la paroi

#### III.4.1 Approche utilisée

Un des objectifs de ce travail est de développer un modèle permettant de traiter le changement de phase liquide-vapeur (en ébullition) sur une paroi chauffée par un flux imposé.

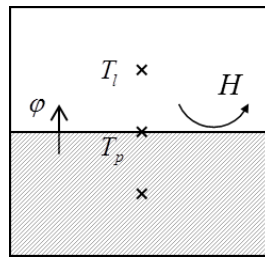
D'après l'état de l'art dressé dans le chapitre II, les travaux utilisant le modèle VOF pour la simulation des écoulements en changement de phase basent leurs termes de création de vapeur sur un coefficient que les différents auteurs ajustent sur le cas expérimental étudié, ce qui en limite la généralisation. L'autre méthode majoritairement utilisée avec le modèle à deux fluides (eulérien) est une approche mécaniste de partitionnement du flux pariétal en différentes composantes (il n'est pas présent par défaut pour une utilisation avec le modèle VOF). Outre un temps de calcul important, un des inconvénients de ce modèle est qu'il repose sur des lois de fermeture, nécessitant la connaissance de paramètres expérimentaux auxquels nous n'avons pas accès. Une corrélation empirique va donc lui être préférée pour le calcul des termes de transferts dans ce travail.

Le but est de calculer les termes sources couplés à ajouter dans les équations de conservation de l'énergie ( $S_E$  dans l'équation II.12) et de la masse de vapeur dispersée pour prendre en compte la création en paroi ( $S_M$  dans l'équation II.17).



**Figure III-15.** Transfert de chaleur et de masse à la paroi.

Lors de l'application d'un flux de chaleur sur la paroi extérieure d'un tube, le fluide circulant à l'intérieur de celui-ci va d'abord être réchauffé par un phénomène de convection forcée monophasique.



**Figure III-16.** Schéma de l'échange de chaleur proche de la paroi.

Un coefficient d'échange  $H$ , liant le flux de chaleur surfacique  $\phi$  à la différence de température entre la paroi ( $T_p$ ) et le liquide ( $T_l$ ), peut alors être défini (Figure III-16) :

$$H = \frac{\phi}{T_p - T_l} \quad \text{III.32}$$

Dans le cas de la convection forcée, il peut alors être calculé par la corrélation de Dittus-Boelter [57] :

$$H_{\text{monophasique}} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda_l}{D_{\text{int}}} \quad \text{III.33}$$

avec  $\lambda_l$  la conductivité thermique du liquide,  $D_{int}$  le diamètre interne du tube,  $Re$  le nombre de Reynolds et  $Pr$  le nombre de Prandtl définis de la façon suivante :

$$\begin{aligned} Re &= \frac{\rho_l v_l D_{int}}{\mu_l} \\ Pr &= \frac{\mu_l C_{p,l}}{\lambda_l} \end{aligned} \quad \text{III.34}$$

où  $\rho_l$  est la masse volumique du liquide,  $v_l$  sa vitesse moyenne,  $\mu_l$  sa viscosité dynamique et  $C_{p,l}$  sa capacité calorifique.

Cependant dans le cas où la température de la paroi dépasse la température de saturation ( $T_{sat}$ ), un phénomène d'ébullition se met en place. Le liquide se transforme en vapeur (il y a changement de phase) à température constante, ce qui a pour effet notamment d'augmenter considérablement le coefficient d'échange. De nombreuses méthodes et corrélations existent pour décrire ce phénomène, mais cependant aucun consensus n'a été trouvé à l'heure actuelle sur la façon de modéliser l'échange de chaleur et de masse en changement de phase.

Une des approches utilisée dans la littérature (voir le chapitre II) est de calculer localement le flux de chaleur lié à l'ébullition en utilisant des corrélations développées pour l'étude de l'ébullition nucléée. Elles lient ce flux de chaleur à la surchauffe de la paroi  $\Delta T_{sat}$  (la différence entre la température de paroi et la température de saturation) :

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat} \quad \text{III.35}$$

La corrélation de Rohsenow [63] est l'une des premières corrélations existantes, mais elle est encore très employée dans la littérature, notamment par les auteurs qui l'utilisent pour modéliser l'ébullition autrement que par des modèles mécanistes [64;112]. Le flux de chaleur surfacique  $\varphi$  (en  $W/m^2$ ) dû à l'ébullition peut alors être calculé en fonction des propriétés du fluide de la façon suivante :

$$\varphi_{eb} = \mu_l h_{lv} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{C_{p,l}}{C_s h_{lv} Pr_l} \right]^3 \Delta T_{sat}^3 \quad \text{III.36}$$

avec  $h_{lv}$  l'enthalpie de changement de phase liquide-vapeur,  $g$  l'accélération de la gravité et  $\sigma$  la tension superficielle. Le coefficient  $C_s$  dépend du fluide, du matériau composant la paroi et de son état de surface. Il est égal ici à 0,008, pour de l'eau sur une paroi de tube en acier industriel non poli. Avec une relation à la surchauffe de paroi au cube, le flux en est très dépendant.

Numériquement, pour modéliser le transfert de chaleur et le changement de phase à la paroi interne du tube, un calcul est réalisé au début de chaque itération. Le but est de calculer, pour chaque cellule adjacente à la paroi, les termes sources de chaleur et de masse liés à la surchauffe pariétale. Une boucle est alors réalisée sur les faces de la paroi interne du tube, afin d'accéder aux mailles adjacentes des domaines fluide et solide.

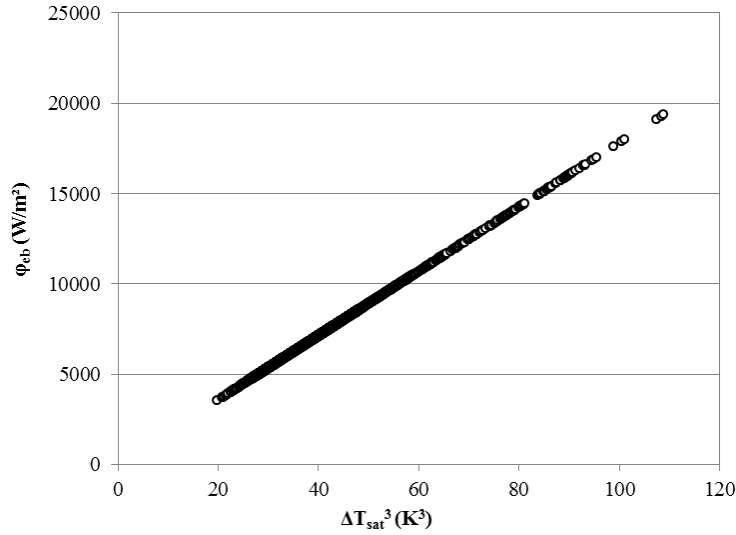
Un flux de chaleur  $\varphi_{eb}$  est calculé par la corrélation de Rohsenow, en fonction de la surchauffe de la paroi. Un flux de chaleur en convection monophasique  $\varphi_{conv}$  est calculé avec celle de Dittus-Boelter. En première approche, le flux convectif utilisé est le maximum entre le flux monophasique et le flux diphasique.

Cette donnée surfacique est ensuite transformée en flux volumique en la multipliant par l'aire de la face et en la divisant par le volume des cellules fluides et solides. En effet, les termes sources de l'équation de conservation de l'énergie (éq. II.12) doivent être exprimés en  $W/m^3$ . Pour le côté fluide :

$$S_{E,paroi,fluide} = \max[\varphi_{conv}, \varphi_{eb}] \times \frac{A_{face}}{V_{cell,fluide}} \quad \text{III.37}$$

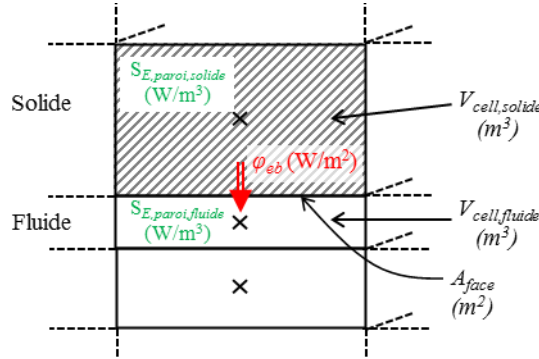
En traçant la courbe du flux à la paroi en fonction de la surchauffe du tube obtenue numériquement, la dépendance en  $\Delta T_{sat}^3$  est retrouvée (Figure III-17).





**Figure III-17.** Flux d'ébullition en fonction de la surchauffe de la paroi au cube.

Simultanément au terme source fluide, un terme puits d'enthalpie est créé dans la maille de paroi adjacente, permettant de supprimer la puissance surfacique transférée à la maille fluide (Figure III-18).



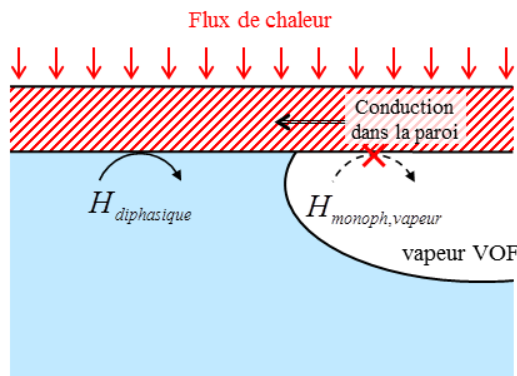
**Figure III-18.** Flux surfaciques et volumiques.

Ce terme source dans la paroi s'écrit donc de la façon suivante :

$$S_{E,paroi,solide} = -\max[\varphi_{conv}, \varphi_{eb}] \times \frac{A_{face}}{V_{cell,solide}} \quad \text{III.38}$$

### III.4.2 Gestion de l'assèchement

Lorsque de larges poches de vapeur se forment dans le tube, certaines parties de la paroi peuvent se retrouver au contact de la vapeur, on parle alors d'assèchement. Le transfert de la chaleur étant très mauvais dans la phase vapeur du fait de sa faible conductivité thermique, le flux de chaleur y est alors bloqué (Figure III-19).



**Figure III-19.** Représentation schématique du phénomène d'assèchement de la paroi.

Le transfert de chaleur décrit au paragraphe précédent a lieu uniquement s'il n'y a pas assèchement, soit si  $\alpha < 1$  et  $\alpha_d < 0,1$ . Dans le cas contraire, le flux est bloqué, et l'énergie non évacuée dans la paroi est diffusée par conduction dans les mailles adjacentes de celle-ci.

De plus, afin d'éviter des flux de chaleur trop importants et non physiques, un flux maximum (le flux critique) est imposé au-delà duquel le transfert de chaleur n'augmente plus et reste constant. Le flux critique est le flux au-delà duquel une couche de vapeur se forme à la paroi, bloquant les échanges thermiques comme décrit ci-dessus. La température de la paroi augmente alors très rapidement (de plusieurs ordres de grandeur), ce qui peut endommager la surface (voir le chapitre I).

De nombreuses corrélations existent pour le calcul de ce flux [39;40]. Kutateladze [152] a réalisé une analyse dimensionnelle afin de déterminer les facteurs principaux influençant sur le flux critique [40].

$$\varphi_{crit} = K \rho_g h_{lv} \left[ \sigma g \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g^2} \right]^{0,25} \quad \text{III.39}$$

Grâce à une interpolation sur des données expérimentales, le coefficient  $K$  a été fixé à 0,16 par Kutateladze, et ramené à 0,131 par Züher [153] grâce à une étude sur de nombreux fluides. Cette corrélation a le mérite d'être simple et facilement utilisable, même si elle est perfectible par l'ajout de phénomènes de second ordre. Elle est utilisée dans ce travail pour déterminer le flux critique, mais d'autres approches pourront également être utilisées ultérieurement.

Numériquement en première approche, si la valeur du flux calculée dépasse le flux critique, le flux est pris comme étant égal au flux critique.

### III.4.3 Transfert de masse

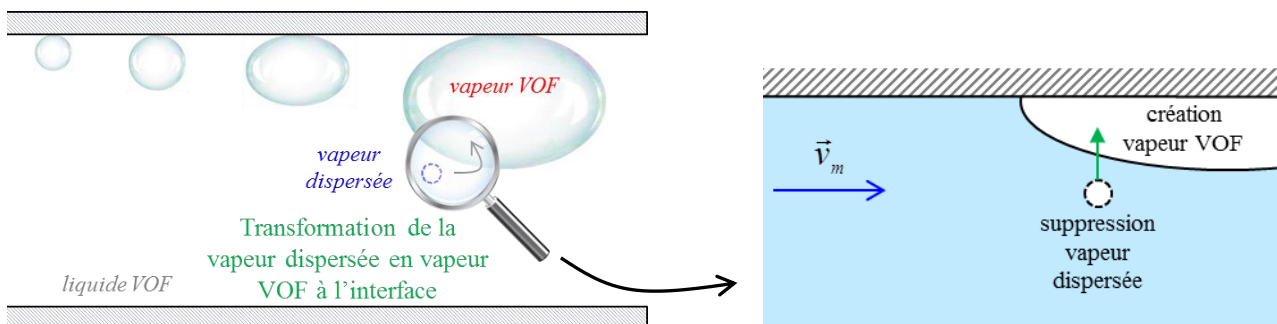
Le transfert de chaleur lors du changement de phase s'accompagne également d'un transfert de masse de la phase liquide à la phase vapeur. Numériquement, cela a lieu quand l'enthalpie de la maille adjacente à la paroi dépasse l'enthalpie de saturation du liquide. Un terme de création de vapeur dispersée pour l'équation de conservation II.17 est alors calculé à partir du terme calculé à l'équation III.37 :

$$S_{M,paroi} = \frac{S_{E,paroi,fluide}}{h_{lv}} \quad \text{si } h > h_{l,sat} \quad \text{III.40}$$

La vapeur dispersée ainsi créée en paroi est ensuite transportée de façon convective avec la méthode décrite dans la section précédente, jusqu'à une large interface liquide-vapeur VOF. A cette interface, une transformation de la vapeur dispersée en vapeur VOF va être réalisée.

### III.5 Transfert de masse à l'interface

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés au transfert de chaleur à la paroi, à la création et au transport de la vapeur dispersée. Celle-ci se déplace ensuite de façon discrète dans les mailles remplies de liquide, jusqu'à une large interface liquide-vapeur. A cette interface, un transfert de masse s'opère, supprimant la vapeur dispersée et créant de la vapeur VOF (Figure III-20).



**Figure III-20.** Représentation du transfert de la vapeur dispersée dans une large structure de vapeur VOF.

Comme pour le transfert de chaleur et de masse à la paroi, le transfert de masse à une interface calculé par le modèle VOF va se réaliser numériquement par le biais de termes sources adéquats. Plusieurs étapes sont nécessaires pour mener à bien cette opération, implémentées dans des fonctions personnalisées.

En premier lieu, une boucle va permettre la détection de l'interface, et plus particulièrement les mailles "puits" de vapeur dispersée et les mailles "sources" de vapeur VOF. Ces informations sont stockées dans des emplacements de mémoire, et vont ensuite être utilisées dans deux termes sources.

### III.5.1 Détection de l'interface

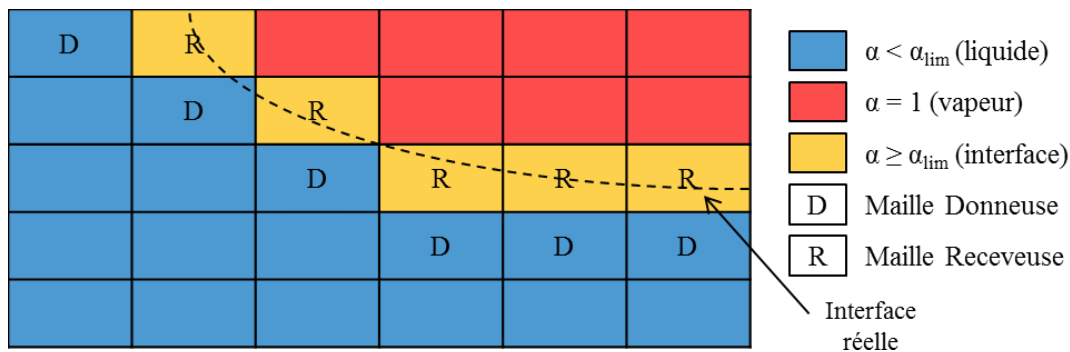
La détection de l'interface permettant la transformation de la vapeur dispersée en vapeur VOF est une étape importante du processus. Elle permet de marquer les cellules sièges d'un transfert de masse de la vapeur dispersée à la vapeur VOF.

Elle se fait sur la base d'une valeur limite arbitraire de taux de vide, fixée à :

$$\alpha_{\text{lim}} = 0,1$$

**III.41**

Une première boucle est réalisée sur les faces. Soit deux cellules voisines, si l'une a un taux de vide en dessous de la limite et l'autre au-dessus, ces cellules sont alors "marquées" respectivement comme "donneuse" et "receveuse" (Figure III-21).



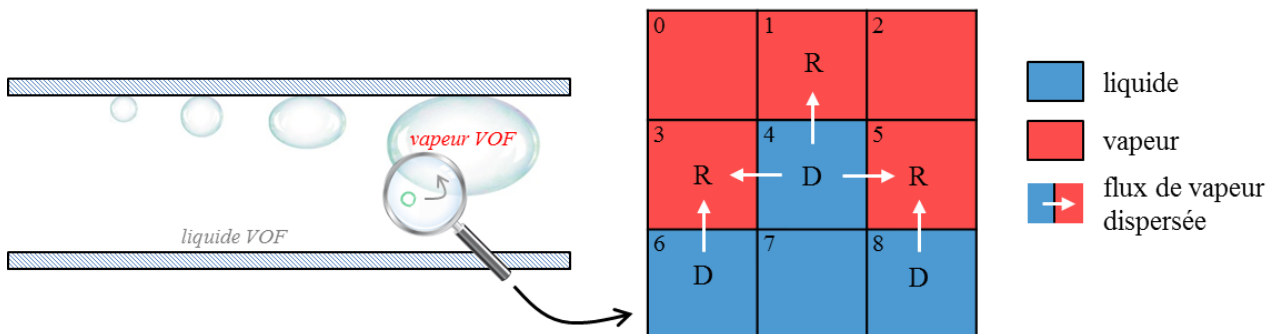
**Figure III-21.** Représentation schématique des mailles donneuses et receveuses à proximité de l'interface.

Ce marquage est réalisé dans deux emplacements de mémoire (UDMI pour User-Defined Memory), qui sont incrémentés d'une unité à chaque passage dans la cellule (au total 6 passages dans le cas de cellules 3D hexagonales). Le lien entre les cellules Donneuses et les Receveuses est ainsi également connu.

Une seconde boucle sur les faces est ensuite effectuée, afin de calculer les termes sources entre les cellules. La même détection d'interface que dans la première boucle est réalisée, et ce sont cette fois-ci les termes sources qui sont calculés.

### III.5.2 Termes sources

Les calculs effectués dans les deux boucles présentées ci-dessus peuvent être illustrées en considérant une interface bidimensionnelle simplifiée (Figure III-22).



**Figure III-22.** Schématisation bidimensionnelle de l'interface liquide-vapeur.

Sur la partie droite de la Figure III-22 est représenté schématiquement un zoom au niveau de l'interface. Dans les mailles liquides (en bleu), de la vapeur dispersée est présente. Elle a été créée en paroi et transportée par convection dans le liquide.

A l'interface, la vapeur dispersée est supprimée, par la création d'un terme puits dans l'équation II.17. Elle est alors transférée à la vapeur VOF (en rouge) par le calcul d'un terme source de création de masse dans l'équation de transport du taux de vide VOF. Il est fait l'hypothèse que la part de vapeur dispersée d'une cellule Donneuse supprimée est distribuée de façon égale dans les cellules Receveuses qui l'entourent.

Pour une cellule donnée, le nombre de cellules Receveuses si elle-même est Donneuse (ou le nombre de cellules Donneuses si elle est Receveuse) qui l'entourent est connu grâce à la première boucle de détection d'interface (voir la section précédente).

Ainsi, dans le cas de l'exemple donné sur la Figure III-22, le tableau suivant peut être dressé, résumant les termes sources  $S_{M,interf}$  calculés (les termes adimensionnels  $p_n$  vont être explicités plus loin) :

Numéro de la Cellule	Donne à $n$ cellules	Donne (-) / Reçoit (+) un débit volumique $S_{M,interf}$ (kg/m <sup>3</sup> /s)
0	0	0
1	0	$p_4 \frac{\alpha_{d,4}\rho_v}{3\Delta t}$
2	0	0
3	0	$p_4 \frac{\alpha_{d,4}\rho_v}{3\Delta t} + p_6 \frac{\alpha_{d,6}\rho_v}{\Delta t}$
4	3	$- p_4 \frac{\alpha_{d,4}\rho_v}{\Delta t}$
5	0	$p_4 \frac{\alpha_{d,4}\rho_v}{3\Delta t} + p_8 \frac{\alpha_{d,8}\rho_v}{\Delta t}$
6	1	$- p_6 \frac{\alpha_{d,6}\rho_v}{\Delta t}$
7	0	0
8	1	$- p_8 \frac{\alpha_{d,8}\rho_v}{\Delta t}$

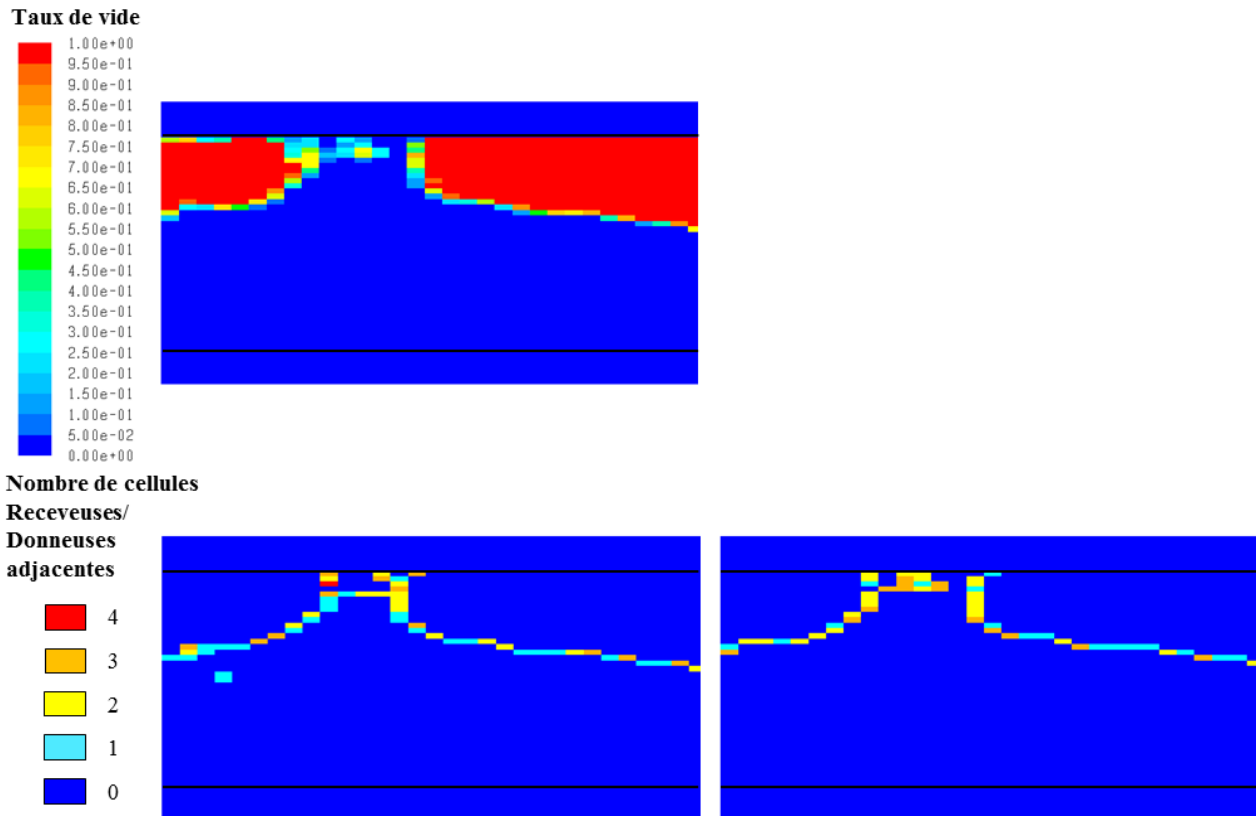
**Tableau III-2.** Tableau des interactions entre cellules Donneuses et Receveuses.

Par exemple, la cellule Donneuse n°4 est entourée de 3 cellules Receveuses (1, 3 et 5). Elle est donc vidée de vapeur dispersée, qui est distribuée sous forme de vapeur VOF pour un tiers dans chaque cellule Receveuse associée.

A l'interface, de la vapeur dispersée est supprimée et transformée en vapeur VOF. Cela s'accompagne également d'un terme puits pour le liquide. Le terme source  $S_{M,interf}$  est doublé d'un terme puits dans l'équation de conservation de la masse du mélange (éq. II.10).

$$S_{m,interf} = -S_{M,interf} \quad \text{III.42}$$

Sur la Figure III-23, un écoulement diphasique en évaporation dans un tube horizontal est représenté en vue de coupe. Le taux de vide est tracé dans les cellules, et une large interface est visible. En dessous sont représentées les valeurs associées aux cellules Donneuses et Receveuses.



**Figure III-23.** En haut, taux de vide de vapeur VOF, présence d'une interface.

En bas à gauche, mailles Donneuses colorées en fonction du nombre de Receveuses adjacentes.

En bas à droite, mailles Receveuses colorées en fonction du nombre de Donneuses adjacentes.

En réalité, seul un pourcentage de la maille est vidé de vapeur dispersée (et non la totalité de la masse de vapeur dispersée contenue). En effet, seule la proportion de vapeur dispersée transportée par la vitesse relative peut sortir d'une cellule.

Numériquement, ce pourcentage  $p_n$  est calculé en considérant la norme de la vitesse relative dans la maille Donneuse, la distance entre les centres des deux cellules  $d_{cell}$  et le pas de temps  $\Delta t$  de la façon suivante :

$$p_n = \frac{v_{rel} \Delta t}{d_{cell}} \quad \text{III.43}$$

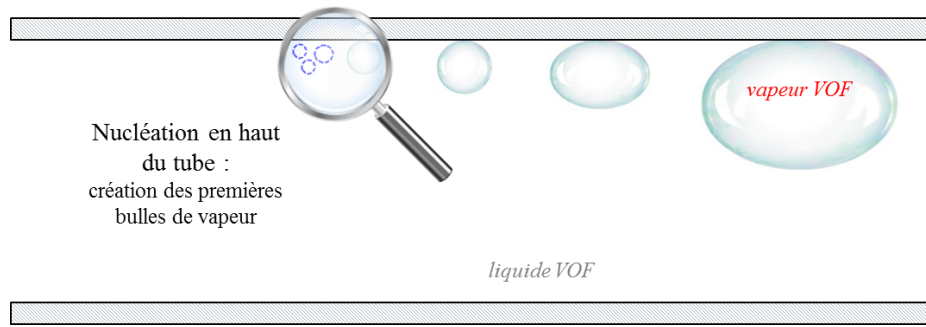
Cette valeur permet de ne pas transporter la vapeur dispersée sur une distance plus longue que la distance séparant deux centres de mailles. De plus, afin de stabiliser ces termes, la valeur du taux de vide de la vapeur dispersée  $\alpha_d$  est prise au pas de temps précédent. Les faibles pas de temps utilisés et donc les faibles quantités de masse transportées permettent de ne pas fausser le calcul en utilisant cette formulation explicite.

Le transfert entre la vapeur dispersée et la vapeur VOF est donc maîtrisé aux interfaces liquide-vapeur. Cette méthode permet donc le transport de la faible quantité de vapeur dispersée créée à la paroi jusqu'aux larges structures pour alimenter ces dernières et les faire grossir.

### III.5.3 Création des premières bulles de vapeur VOF

Le phénomène d'ébullition crée en paroi uniquement de la vapeur dispersée. Il n'y a jusque ici pas de terme de création de vapeur VOF, autre qu'à l'interface liquide-vapeur VOF. La construction du modèle fait qu'une interface est nécessaire à l'initiation du transfert de la phase dispersée vers la phase continue, ce qui n'est pas le cas lorsque du liquide sous-refroidi entre dans le canal par exemple. Dans ce cas, de la vapeur dispersée s'accumule, ce qui amène une incohérence : la vapeur dispersée doit par définition rester en faible quantité dans une maille.

Un terme source de vapeur VOF est donc introduit pour transformer une accumulation de phase dispersée en phase continue (Figure III-24).



**Figure III-24.** Formation des premières bulles de vapeur VOF.

Ce terme source va ainsi permettre de créer les premières bulles de vapeur VOF. Ainsi, si dans une maille liquide le taux de présence de la phase dispersée dépasse la valeur limite  $\alpha_{lim}$  (définie à l'éq. III.41), une faible fraction de la vapeur dispersée (1%) est transformée en vapeur VOF, afin d'initier une interface :

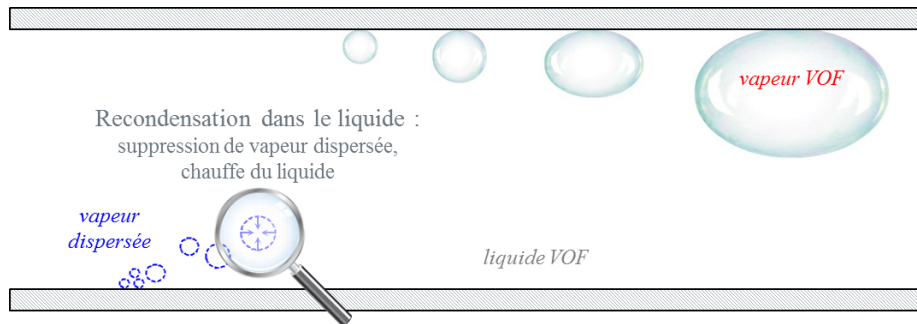
$$S_{m,nucl} = 0,01 \times \frac{\alpha_d^{1-1} \rho_v}{\Delta t} \quad \text{III.44}$$

Ceci permet que la majorité du transfert de masse se fasse à l'interface par le terme  $S_{m,interf}$ .

Le taux de vide de la vapeur dispersée est pris au pas de temps précédent afin d'éviter des instabilités numériques. Il s'agit de faibles quantités de vapeur, ayant pour seul but de commencer le transfert de masse de la vapeur dispersée vers la vapeur VOF et donc de créer les premières structures dans le modèle VOF.

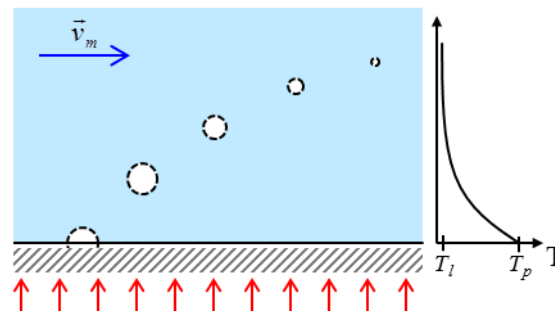
### III.6 Recondensation dans l'écoulement

La présence de liquide sous-refroidi lors de l'ébullition peut amener à une recondensation de la vapeur dispersée créée en paroi (Figure III-25).



**Figure III-25.** Recondensation de la vapeur dispersée dans le liquide.

Celle-ci est à température de saturation lorsqu'elle quitte la paroi. En entrant en contact avec le liquide sous-refroidi loin de la paroi, la vapeur dispersée peut alors participer à la chauffe du liquide en se condensant. Son énergie latente de changement de phase est alors cédée au liquide sous forme de chaleur sensible (Figure III-26).



**Figure III-26.** Représentation schématique du processus de recondensation de la vapeur dispersée.

Cela est pris en compte numériquement grâce à un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie (équ. II.12) et un terme puits dans l'équation de conservation de la vapeur dispersée (équ. II.17). La corrélation de Ranz-Marshall [109] est utilisée :

$$H_{recond} = 2,0 + 0,6 \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}_l^{1/3} \frac{\lambda_l}{D_d} \quad \text{III.45}$$

Dans l'équation III.45,  $D_p$  est le diamètre des particules de vapeur dispersée, le même que celui pris pour le calcul de la vitesse relative (voir la section III.3.3).

$\text{Re}_d$  est le nombre de Reynolds calculé avec le diamètre des particules  $D_d$  [109] :

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_l v_{rel} D_d}{\mu_l} \quad \text{III.46}$$

Le coefficient d'échange ainsi calculé est ensuite utilisé pour déterminer le terme source de puissance volumique :

$$S_{E,recond} = \frac{H_{recond} A_d (T_{sat} - T_m)}{V_{cell}} \quad \text{III.47}$$

avec  $T_m$  la température du mélange dans la maille et  $A_d$  la surface des particules de vapeur dispersée dans la maille :

$$A_p = \pi D_d^2 \quad \text{III.48}$$

Le terme source dans l'équation de l'énergie est également doublé d'un terme puits dans l'équation de conservation de la masse de vapeur dispersée :

$$S_{M,recond} = \frac{S_{E,recond}}{h_{lv}} \quad \text{III.49}$$

Si une recondensation a lieu dans une cellule, les autres termes sources de création de masse sont annulés (notamment la transformation de vapeur dispersée en vapeur VOF aux interfaces). Ceci a pour but de ne pas utiliser simultanément une quantité de vapeur dispersée pour chauffer le liquide et pour créer de la vapeur VOF.

Le terme développé ci-dessus permet donc la prise en compte du phénomène de recondensation dans le liquide sous-refroidi, et contribue dans ce cas à la chauffe du cœur de l'écoulement.

### III.7 Bilans des nouveaux termes introduits

Deux nouveaux scalaires ont été introduits dans ce travail : une enthalpie de mélange et le taux de vide de la vapeur dispersée. En plus de la vérification des résidus de leurs équations de conservation, des bilans de conservation de l'énergie et de la masse de vapeur dispersée sont réalisés à la fin de chaque pas de temps pour contrôler leur conservation.

#### III.7.1 Conservation de l'énergie totale

En reprenant les termes sources volumiques introduits dans les sections précédentes, le terme source  $S_{E,fluide}$  de l'équation de conservation de l'énergie pour le fluide défini dans l'équation II.12 peut se décomposer en deux termes :  $S_{E,paroi,fluide}$  (voir équ. III.37) le terme source de transfert thermique de la paroi au fluide, et  $S_{E,recond}$  (voir équ. III.47) le terme de transfert thermique dû à la recondensation dans le cœur de l'écoulement.

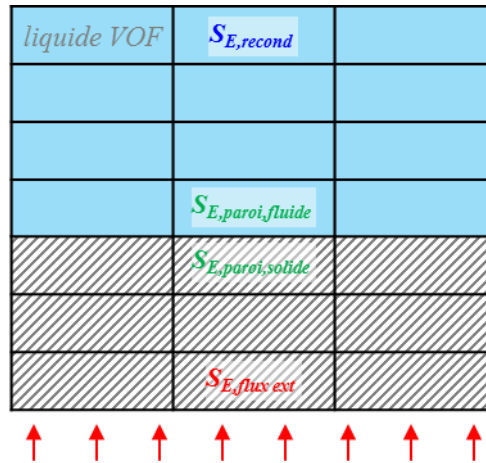
Dans la paroi, le terme source comprend  $S_{E,paroi,solide}$ , opposé au terme équivalent dans le fluide, et  $S_{E,flux\ ext}$  le flux de chaleur extérieur modélisant par exemple le flux solaire concentré dans le cas d'une centrale solaire. Il est en pratique imposé par un terme source volumique dans les mailles solides adjacentes à la paroi extérieure, équivalent à un flux surfacique rapporté au volume de ces mailles.

Finalement, le terme source de l'équation de l'énergie dans les domaines solide et fluide comprend les termes suivants :



$$S_E = S_{E, \text{paroi, solide}} + S_{E, \text{flux ext}} + S_{E, \text{paroi, fluide}} + S_{E, \text{recond}} \quad \text{III.50}$$

Ils ne sont pas tous actifs dans les mêmes zones du domaine, comme résumé sur la Figure III-27 :



**Figure III-27.** Localisation des termes source d'énergie personnalisés.

Le bilan d'énergie dans tout le domaine est alors calculé à chaque pas de temps de la façon suivante :

$$(E_{fluide}^{t+\Delta t} - E_{fluide}^t) + (E_{paroi}^{t+\Delta t} - E_{paroi}^t) = E_{entree} - E_{sortie} + E_{flux,ext} + E_{recond} - E_{paroi,solide} + E_{paroi,fluide} \quad \text{III.51}$$

Les termes sont définis comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_{\text{fluide}} &= \sum_{\text{fluide}} \rho_m V_{\text{cell}} (h_m - h_{\text{initialisation}}) \\
 E_{\text{paroi}} &= \sum_{\text{paroi}} \rho_{\text{paroi}} V_{\text{cell}} (h_{\text{paroi}} - h_{\text{initialisation}}) \\
 E_{\text{entrée}} &= \sum_{\text{faces,entrée}} \dot{m}_m (h_m - h_{\text{initialisation}}) \Delta t \\
 E_{\text{sortie}} &= \sum_{\text{faces,sortie}} \dot{m}_m (h_m - h_{\text{initialisation}}) \Delta t \\
 E_{\text{flux,ext}} &= \sum_{\text{paroi}} S_{E,\text{fluxext}} V_{\text{cell}} \Delta t \\
 E_{\text{recond}} &= \sum_{\text{fluide}} S_{E,\text{recond}} V_{\text{cell}} \Delta t \\
 E_{\text{paroi,solide}} &= \sum_{\text{paroi}} S_{E,\text{paroi,solide}} V_{\text{cell}} \Delta t \\
 E_{\text{paroi,fluide}} &= \sum_{\text{fluide}} S_{E,\text{paroi,fluide}} V_{\text{cell}} \Delta t
 \end{aligned}$$

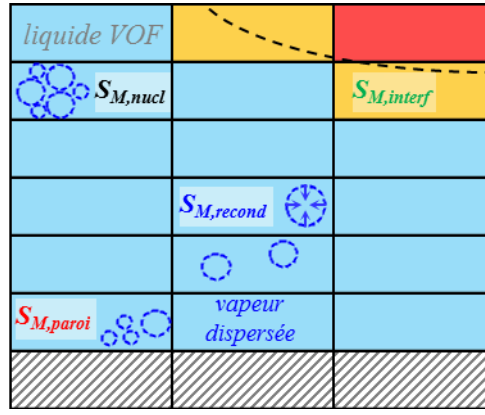
Le bilan établi à l'équation III.51 est vérifié à chaque pas de temps et permet de s'assurer une bonne conservation de l'énergie, en prenant en compte les différents phénomènes introduits dans les sections précédentes.

### III.7.2 Conservation de la masse de vapeur dispersée

De même que pour l'énergie, un bilan de masse de la vapeur dispersée dans le fluide est dressé à chaque pas de temps. Le terme source volumique  $S_M$  de l'équation II.17 se décompose finalement de la façon suivante :

$$S_M = S_{M,paroi} + S_{M,interf} + S_{M,recond} + S_{M,nucI} \quad \text{III-53}$$

A chaque pas de temps, dans le fluide la masse de vapeur dispersée varie en fonction de sa création à la paroi due au flux de chaleur, sa suppression à une interface liquide-vapeur VOF, de son éventuelle recondensation dans du liquide sous-refroidi et enfin de la nucléation si nécessaire. De la même façon que pour l'énergie, les termes sources sont actifs seulement dans certaines parties du domaine (Figure III-28).



**Figure III-28.** Termes sources personnalisés pour l'équation de transport de la vapeur dispersée.

Le bilan de masse pour la vapeur dispersée vérifié à la fin de chaque pas de temps s'écrit :

$$m_d^{t+\Delta t} - m_d^t = m_{d,entr\acute{e}e} - m_{d,sortie} + m_{d,vol} \quad \text{III.54}$$

avec :

$$\begin{cases} m_d = \sum_{\text{fluide}} \alpha_d \rho_v V_{\text{cell}} \\ m_{d,entr\acute{e}e} = \sum_{\text{faces,entr\acute{e}e}} \alpha_d \rho_v v_d S_{\text{face}} \Delta t \\ m_{d,sortie} = \sum_{\text{faces,sortie}} \alpha_d \rho_v v_d S_{\text{face}} \Delta t \\ m_{d,vol} = \sum_{\text{fluide}} S_M V_{\text{cell}} \Delta t \end{cases} \quad \text{III.55}$$

Ce bilan permet de connaître à chaque pas de temps la masse de vapeur dispersée dans l'écoulement. Il est vérifié dans les calculs effectués que cette masse est faible par rapport à la masse totale et à la masse de vapeur (de l'ordre de 0,01% de la masse totale et 5% de la masse de vapeur VOF). L'aspect "dispersé" de cette phase confirme hypothèse de phase dispersée faite au début de ce chapitre.

Ainsi, la conservation de la masse totale du modèle VOF reste valable et vérifiée dans Fluent, car la vapeur dispersée ne rentre pas dans ce bilan. Elle est directement transportée de la paroi à une interface liquide-vapeur VOF où elle est supprimée.

### III.8 Conclusion

Le modèle présenté dans ce chapitre est basé sur deux nouvelles équations de conservation introduites afin de modéliser les écoulements en changement de phase, de la zone à écoulement dispersée jusqu'aux larges structures liquide-vapeur.

La première est une équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m h_m) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m h_m) = \nabla \cdot (\Gamma_m \nabla h_m) + S_E$$

Elle a été réécrite en enthalpie pour prendre en compte le changement de phase (et notamment l'enthalpie latente d'évaporation).

Une nouvelle phase, appelée "vapeur dispersée", a également été définie. Son transport se fait par convection, grâce à une vitesse relative par rapport à la vitesse de mélange du modèle VOF.

$$\frac{\partial \alpha_d \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_d \rho_v \vec{v}_m) = -\nabla \cdot \left( \alpha_d \rho_v \vec{v}_{rel} \left( 1 - \frac{\alpha_d \rho_v}{\rho_m} \right) \right) + S_M$$

Le transport se fait de la paroi où elle est créée, jusqu'aux larges interfaces liquide-vapeur transportées par le modèle VOF.

L'implémentation de termes sources dans ces deux équations permet la modélisation des phénomènes liés à l'évaporation progressive. Le transfert thermique en paroi est géré par une corrélation empirique liant le flux de chaleur dû à l'ébullition à la surchauffe pariétale, permettant une amélioration du modèle par rapport à l'utilisation d'un coefficient ajustable souvent utilisé dans la littérature.

Différents phénomènes comme la gestion du sous-refroidissement, et donc la recondensation de la vapeur dans le liquide, sont implémentés grâce à des termes sources couplés dans les équations de conservation de masse et d'énergie. Il faut cependant être conscient que dans ce modèle, certains phénomènes physiques sont traduits par des données et corrélations issus de la littérature : le diamètre des bulles de vapeur dispersée, la corrélation de transfert thermique diphasique (la corrélation de Rohsenow) et le flux critique. Il faut donc rester dans leurs domaines de validité afin que le modèle reste valable.

Pour finir, un bilan est dressé des différents termes sources, et leur conservation dans les domaines solide et fluide est vérifiée à chaque pas de temps.

Ce modèle va pouvoir être mis en application pour la simulation d'écoulements en changement de phase, et les résultats comparés avec des données expérimentales dans le chapitre IV.

# **Chapitre IV**

**Simulations d'écoulements diphasiques  
avec et sans changement de phase**

---



## **IV.1 Introduction**

Différents régimes d'écoulement apparaissent lors de l'évaporation progressive d'un liquide le long d'un tube horizontal. Le liquide entre sous-refroidi, puis au fur et à mesure de son échauffement des bulles commencent à apparaître, puis grossissent progressivement pour former de longues structures puis des poches, jusqu'à ce qu'un écoulement annulaire plus ou moins stratifié apparaisse lorsqu'une grande partie du liquide s'est transformée en vapeur (voir le chapitre I).

Dans le but de pouvoir simuler le processus d'évaporation dans sa totalité, le modèle diphasique Volume Of Fluid (VOF) de Fluent est utilisé pour la gestion des larges interfaces liquide-vapeur, et modifié afin de prendre en compte le régime dispersé intervenant au début de l'évaporation (voir le chapitre III).

Des travaux récents se sont intéressés à la simulation des écoulements à larges interfaces (régimes stratifié et intermittent adiabatiques, c'est-à-dire sans évaporation) avec des logiciels de CFD. Bartosiewicz *et al.* [83] ont trouvé que le code Fluent n'est pas adapté à la simulation de ce type d'écoulement, à cause d'une mauvaise gestion de la différence de vitesse importante entre le gaz et le liquide (voir le chapitre II).

Une première étape consiste donc à comprendre pourquoi ces travaux ont conclu à une incapacité du modèle VOF de Fluent à simuler ces régimes, et à s'assurer que le code est en fait bien capable de les reproduire dans une configuration adiabatique.

Puis le modèle décrit au chapitre III sera utilisé afin d'étudier l'évolution progressive des régimes d'écoulement lors de l'évaporation.

## **IV.2 Validation du modèle VOF pour le régime intermittent adiabatique**

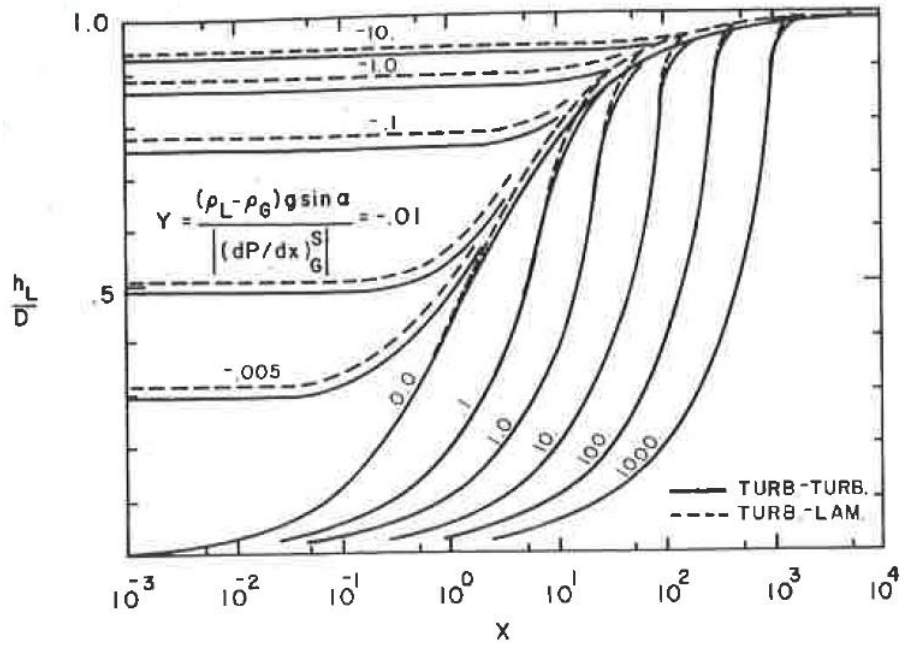
### **IV.2.1 Introduction**

Afin de mieux connaître les capacités du logiciel pour la simulation des écoulements stratifiés et intermittents, une étude de la simulation du régime stratifié adiabatique va être tout d'abord réalisée. Puis, le mécanisme de formation des vagues et des poches par les instabilités de Kelvin-Helmholtz va être rappelé, et il sera prouvé que ces instabilités peuvent être simulées par le code. Enfin, la limite de stabilité va être analysée, et la formation de poches sera validée quantitativement avec des données expérimentales de la littérature.

### **IV.2.2 Validation du calcul d'un écoulement stratifié**

Peu de modèles permettent de prédire le taux de vide et de le relier au titre en écoulement stratifié. Ils se basent généralement sur le modèle analytique de Taitel & Dukler [8;154]. Ce modèle généralise les travaux effectués sur des écoulements huile-air par Agrawal *et al.* [155]. De nombreux auteurs ont repris cette théorie, pour d'autres fluides et configurations [156]. Le but est d'établir une relation entre le titre  $x$  et le taux de vide  $\alpha$  à l'équilibre, pour des écoulements stratifiés en tube horizontaux. La méthode se base sur des analyses de stabilité d'une surface liquide au-dessus de laquelle s'écoule un gaz à une vitesse élevée.

Taitel et Dukler [8] ont ainsi lié graphiquement le paramètre de Martinelli  $X$  avec une hauteur adimensionnelle  $Z_L^*$  représentant le rapport entre la hauteur du liquide et la hauteur du canal (Figure IV-1).



**Figure IV-1.** Relation entre le paramètre de Martinelli et la hauteur d'eau dans un canal [8].

Le paramètre de Martinelli  $X$  est défini en fonction des pertes de pression monophasiques, et peut être approximé en fonction du titre et des propriétés physiques du liquide et du gaz (voir le chapitre I) :

$$X = \sqrt{\frac{(dP/dL)_l}{(dP/dL)_g}} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \quad \text{IV.1}$$

Le paramètre  $Y$  représente le rapport des forces d'Archimède aux forces de pression motrice. Il est lié à l'inclinaison du tube, et est donc nul pour un tube horizontal.

Pour un écoulement de liquide et de gaz aux conditions d'entrée connues, il est donc possible de calculer le paramètre de Martinelli  $X$ . En le reportant en abscisse sur la Figure IV-1, pour un  $Y$  donné on peut trouver graphiquement une valeur de  $Z_L^*$ , puis celle du taux de vide  $\alpha$  pour un tube grâce à la relation suivante [8;154] :

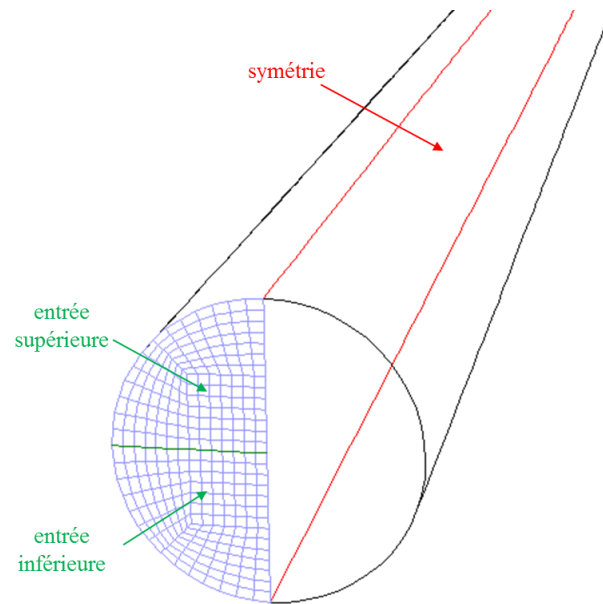
$$\alpha = \frac{1}{\pi} \left[ \cos^{-1}(2Z_L^* - 1) - (2Z_L^* - 1) \sqrt{1 - (2Z_L^* - 1)^2} \right] \quad \text{IV.2}$$

Pour l'étude des écoulements stratifiés et intermittents, il est courant de raisonner en hauteur de liquide dans un canal plan, ou en taux de présence du liquide dans un tube. Le taux de présence liquide, souvent noté  $1-\alpha$  ou  $\alpha_l$ , est défini de la même façon que le taux de vide (voir le chapitre I), et correspond pour une section de tube à la surface occupée par le liquide  $A_{liq}$  sur la surface totale  $A_{tot}$ .

$$\alpha_l = 1 - \alpha = \frac{A_{liq}}{A_{tot}} \quad \text{IV.3}$$

La géométrie choisie est un tube horizontal de diamètre 54 mm et de longueur 5 m. Un premier calcul a été réalisé sur cette géométrie, puis sur un demi-tube avec une symétrie par rapport à un plan vertical médian, afin de réduire le temps de calcul. La comparaison des deux calculs montre que l'hypothèse de symétrie est vérifiée, et cette hypothèse sera donc utilisée pour tous les calculs suivants.

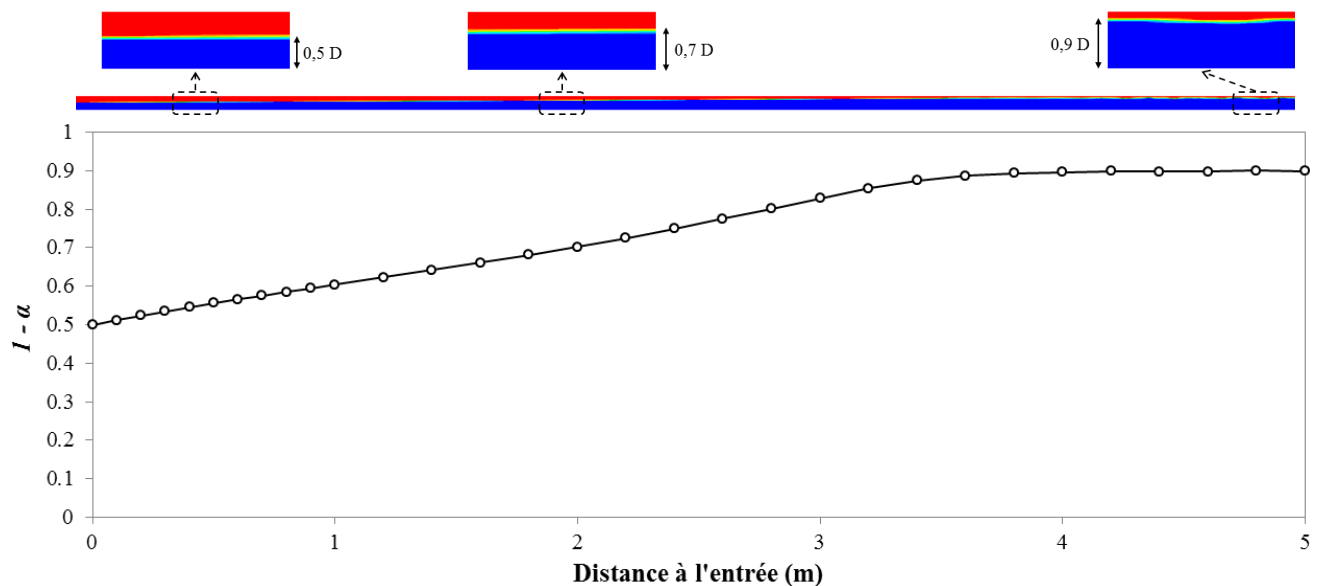
La géométrie et le maillage utilisés pour une face transversale sont donnés sur la Figure IV-2.



**Figure IV-2.** Vue en perspective de la géométrie et du maillage utilisé.

Il s'agit d'un maillage structuré, tel que préconisé par la littérature pour la simulation des écoulements diphasiques [157]. Il est composé de 28 mailles sur le diamètre (et au total 294 mailles sur la face). Il est constitué d'un demi-carré interne de 7x14 mailles et d'un maillage structuré dans les zones l'entourant. Le nombre de mailles suivant l'axe du tube est de 500 (soit un pas de 1 cm), le maillage total est donc finalement de 147000 mailles.

Pour des débits de liquide et d'air donnés en entrée, la valeur du taux de vide s'établit au bout d'une certaine longueur. Cette évolution du taux de vide est représentée sur la Figure IV-3, le profil s'établit à une distance d'environ 4 m, correspondant dans le cas général à un rapport longueur sur diamètre  $L/D$  de 80. Un rapport  $L/D$  supérieur à 75 sera donc nécessaire dans les calculs d'écoulement stratifiés afin de s'assurer d'un équilibre.

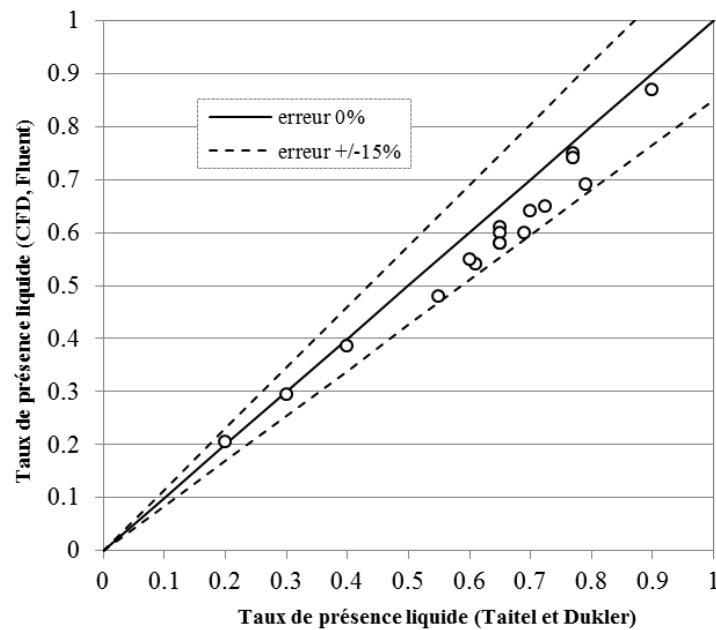


**Figure IV-3.** En bas, évolution du taux de liquide dans le canal, pour un taux de vide en entrée de 50%, et des vitesses superficielles de liquide et de gaz respectivement  $J_l = 1$  m/s et  $J_g = 0,5$  m/s.

En haut, le liquide est représenté en bleu et la vapeur en rouge.

Les taux de vide moyens à l'équilibre obtenus par le code CFD sont ensuite comparés aux prédictions de Taitel et Dukler correspondantes sur la Figure IV-4.





**Figure IV-4.** Taux de présence du liquide dans le canal calculé par le modèle VOF, comparaison aux prédictions du modèle de Taitel et Dukler [8].

Les hauteurs de liquide dans le canal calculées par le modèle VOF en régime transitoire sont en bon accord avec ceux prédits par le modèle graphique de Taitel et Dukler, l'erreur ne dépassant pas 15%. Pour un taux de présence liquide inférieur à 50%, l'écoulement est de type stratifié à vagues, ce qui explique la meilleure précision du calcul (2-3%). Pour un taux de présence liquide supérieurs à 50% l'écoulement devient intermittent, du fait des instabilités se créant à l'interface (voir la section IV.2.3). Cependant, avant la déstabilisation de celle-ci, un équilibre métastable est observé et la hauteur de liquide correspondante peut être relevée. Cette hauteur avant les instabilités correspond bien à la prédiction de Taitel et Dukler.

Il a aussi été vérifié qu'une géométrie bidimensionnelle (correspondant en fait à un canal plan) ne permet pas de retrouver un taux de vide d'équilibre avec Fluent, comme relevé dans la littérature [83]. En imposant un taux de vide à l'entrée de 50%, celui-ci n'évolue pas pour s'établir à une valeur d'équilibre. Cela est peut-être dû aux valeurs des termes interfaciaux mal pris en compte dans la formulation 2D du modèle VOF. Cependant une géométrie tridimensionnelle permet bien de simuler ce type d'écoulement.

Afin de tester la sensibilité de la condition en limite de sortie, les conditions *pressure-outlet* (pression imposée) et *outflow* (gradients nuls) ont été testées, donnant le même résultat. De plus, il a été vérifié que la condition aux limites de sortie n'influence pas la solution. Pour cela, un calcul sur un tube de 2 m de long a été effectué. Les paramètres de sortie de ce calcul (vitesse, turbulence, taux de vide) ont été imposés en entrée d'un second calcul sur une longueur de 2 m et comparé à un cas de 4 m de long. Il a été observé un recouvrement parfait des grandeurs relevées entre le cas "2m+2m" et un cas de 4m.

### IV.2.3 Étude de la transition vers le régime intermittent

#### IV.2.3.1 Limite de stabilité

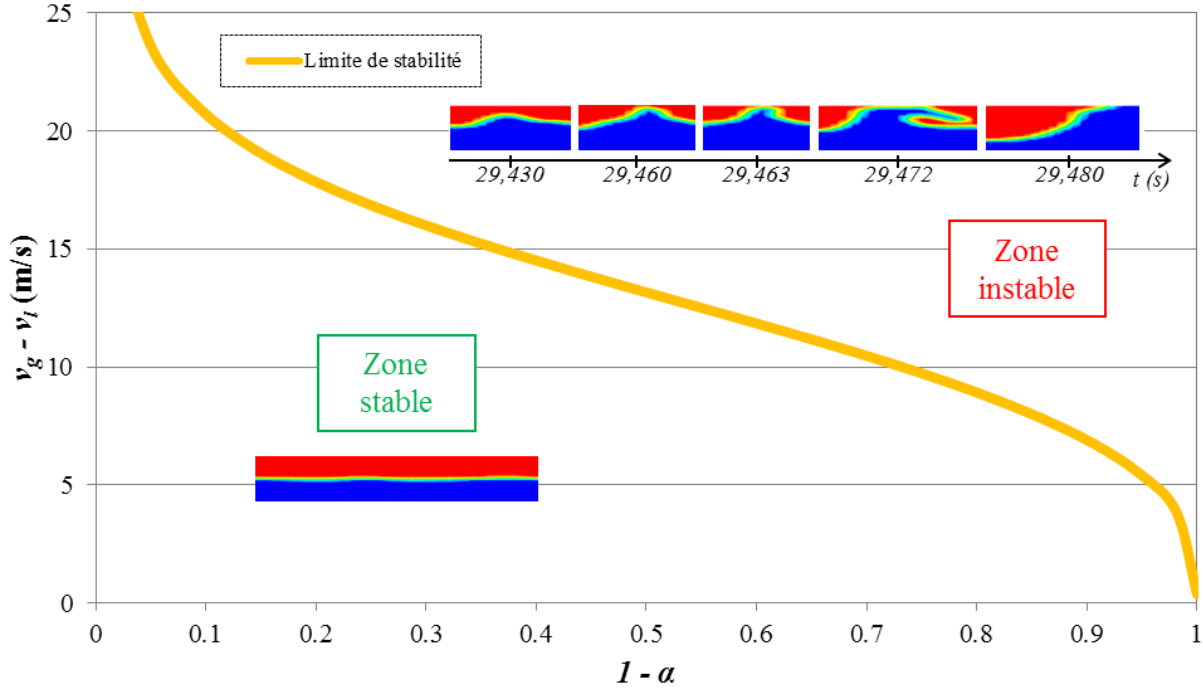
L'analyse de la littérature réalisée au chapitre II a permis d'étudier le régime d'écoulement à poches et bouchons adiabatique, et notamment le mécanisme de formation des poches liquide-gaz. Celles-ci sont majoritairement causées par les instabilités de Kelvin-Helmholtz s'exerçant sur un écoulement stratifié. Ces instabilités sont le résultat d'un équilibre entre différentes forces s'exerçant sur une perturbation de l'interface entre le liquide et le gaz [8].

L'analyse de stabilité permet de montrer après quelques simplifications [72] que dans un tube de diamètre  $D$ , contenant du gaz occupant une surface  $A_g$  et du liquide à une hauteur  $l_l$ , une vague grandit (il y a donc

formation d'instabilités) si la différence de vitesse entre le gaz et le liquide est supérieure à la valeur exprimée par l'équation II.3 :

$$v_g - v_l = \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_g)gA_g}{\rho_g D \sqrt{1 - \left(\frac{2l_l}{D} - 1\right)^2}}} \quad \text{IV.4}$$

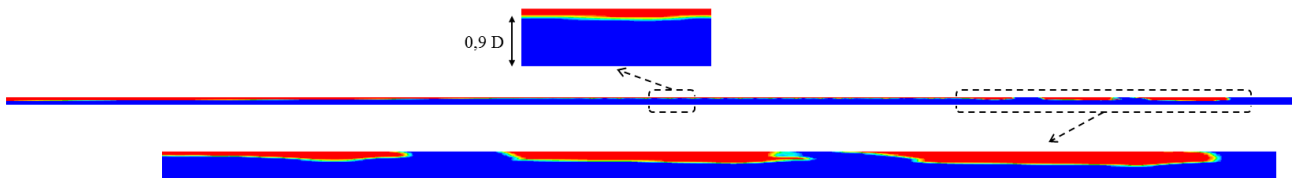
Cette limite (équation II.3) est tracée sur la Figure IV-5, dans le cas d'un tube de diamètre 54 mm, dans lequel s'écoulent de l'eau et de l'air.



**Figure IV-5.** Limite de stabilité de Kelvin-Helmholtz dans un tube

D'après la théorie de Kelvin-Helmholtz, dans la plage de vitesse relative inférieure à la limite, l'écoulement est stable, alors que dans la partie supérieure des vagues se forment spontanément. Ce qui signifie que localement, si le couple taux de vide et différence de vitesse se trouve dans la zone instable, une vague va se former et croître. Plus la hauteur de liquide dans le canal est importante, moins la différence de vitesse nécessaire à la déstabilisation est importante.

Le processus de formation des vagues peut être observé graphiquement grâce au code. Le calcul réalisé à la section précédente (Figure IV-3) est prolongé sur une longueur totale de 10 m, laissant apparaître des vagues à une distance d'environ 7 m de l'entrée (Figure IV-6).

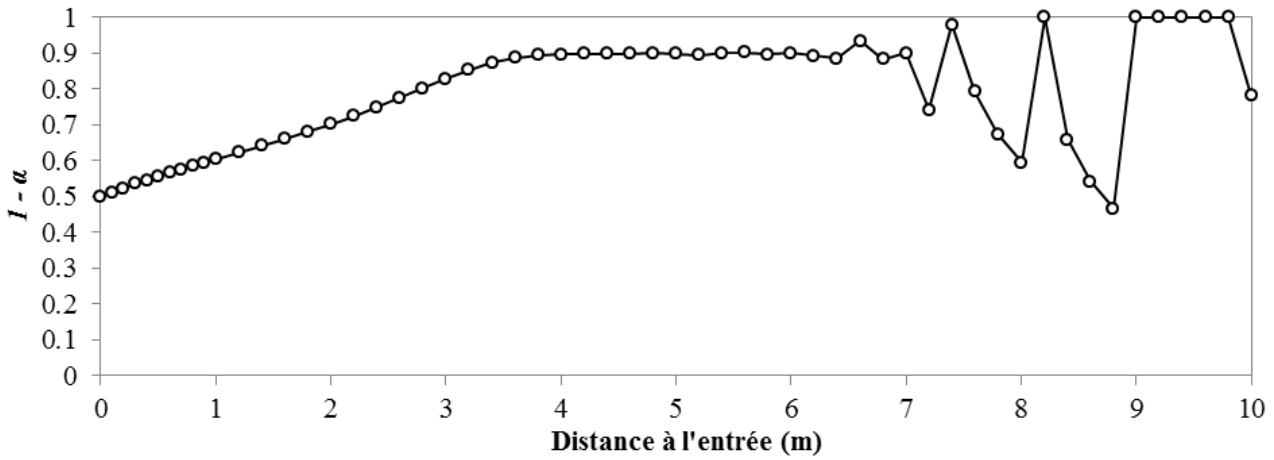


**Figure IV-6.** Taux de vide dans un tube (liquide en bleu, gaz en rouge).

$L = 10\text{m}$ ,  $J_g = 0,5\text{ m/s}$ ,  $J_l = 1\text{ m/s}$ ,  $t = 8,8225\text{ s}$ .

Juste après l'entrée, l'écoulement est stratifié. En effet, le taux de vide est fixé en entrée à 50%, mais celui-ci n'est pas le taux de vide à l'équilibre pour le titre imposé. L'équilibre est en effet prévu à un taux de vide de 10% (équivalent donc à un taux de présence liquide de 90%), il faut donc que l'écoulement s'établisse.

Lorsque le taux de vide est établi, des perturbations peuvent alors se former et grandir, formant des poches et des bouchons. Les moyennes de taux de présence liquide sur des sections de tube sont alors tracées en fonction de la distance à l'entrée (Figure IV-7).

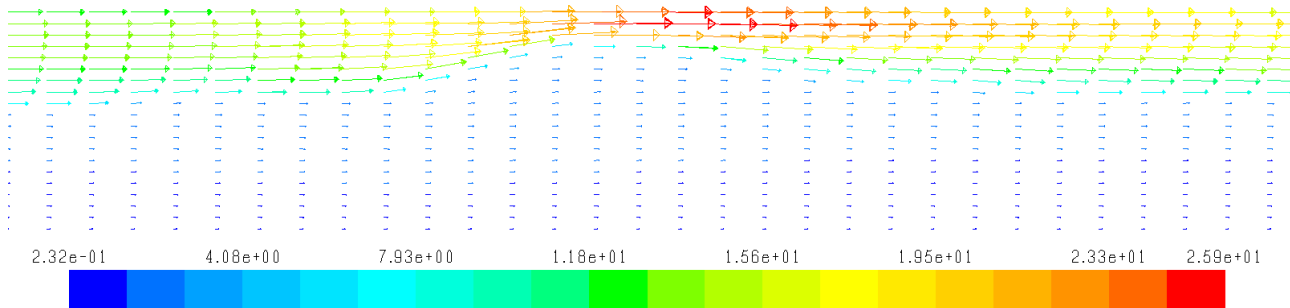


**Figure IV-7.** Taux de présence de liquide en fonction de la distance à l'entrée.

$L = 10\text{m}$ ,  $J_g = 0,5\text{ m/s}$ ,  $J_l = 1\text{ m/s}$ .

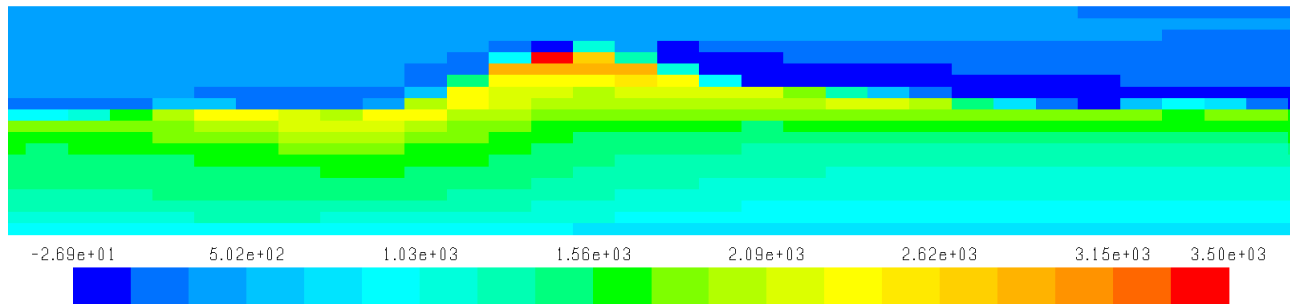
Il apparait alors clairement qu'après la zone stratifiée en amont du tube, l'écoulement se déstabilise et des poches apparaissent.

Une légère oscillation de l'interface est induite par la différence de vitesse entre le gaz et le liquide. Si la différence de vitesse est suffisante, la perturbation grandit, réduisant la section de passage du gaz dans la conduite. Du fait de cette réduction de section, la vapeur accélère alors localement (Figure IV-8).



**Figure IV-8.** Accélération de la vapeur lors de la formation d'une vague (vecteurs vitesse colorés par leur norme, en m/s).

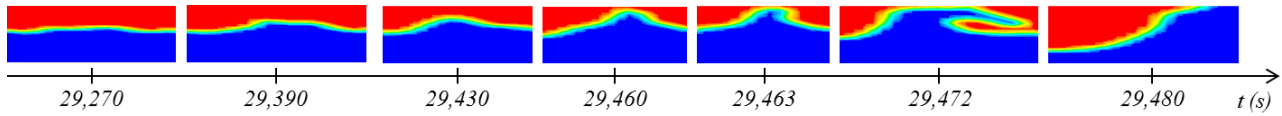
Cela induit alors une différence de pression locale, due à cette accélération. Sur la Figure IV-9, la pression totale est représentée (relativement à la pression atmosphérique), elle est égale à la somme de la pression hydrostatique  $\rho g l$  et de la pression dynamique  $\frac{1}{2} \rho v^2$ .



**Figure IV-9.** Pression totale lors de la formation d'une vague (en Pa)

Ce gradient de pression induit alors un mouvement de la perturbation vers le haut du tube, jusqu'à ce qu'elle vienne s'y coller et ainsi former une poche de gaz, séparée par deux bouchons de liquide.

Le processus complet peut être observé sur la Figure IV-10 :



**Figure IV-10.** Formation d'une vague observée lors d'un calcul avec le modèle VOF.  
Taux de vide en entrée de 50%,  $J_l = 1$  m/s et  $J_g = 0,5$  m/s.

Une faible perturbation grandit, puis le liquide vient se coller en haut du tube, formant ainsi une poche, qui va évoluer dans le canal.

#### IV.2.3.2 Validation de la formation de vagues puis de poches

Dans le but de vérifier que la formation d'instabilités est correctement représentée dans Fluent, la géométrie de Czapp *et al.* [73;81] (voir le chapitre II) est construite et utilisée. Il s'agit d'un tube horizontal de 9,46 m de longueur et de 54 mm de diamètre interne. L'entrée du canal est séparée en deux par une plaque horizontale où sont injectés de l'air par le haut et de l'eau par le bas à des vitesses maîtrisées. Le taux de vide à l'entrée est donc fixé à 50%. Deux dispositifs de Stéréo PIV sont installés à des distances fixes de l'entrée, à 2,22 et 7,25 m, l'origine étant prise à l'extrémité de la lame séparatrice des phases à l'entrée.

La méthode de la Stereo PIV est utilisée pour relever 3 composantes de la vitesse sur un plan d'observation (2D3C). Elle est basée sur le principe de la parallaxe. En plaçant deux caméras filmant le même plan avec des angles de vue différents, deux champs de deux composantes de vitesse légèrement différents sont obtenus. La combinaison des deux champs permet d'obtenir la troisième composante de la vitesse, hors du plan d'observation.

Dans un premier temps, les auteurs ont utilisé des cas monophasiques liquide pour étalonner leur dispositif de Stereo PIV, notamment en termes de mesure de la vitesse axiale. Ces deux cas monophasiques sont résumés dans le Tableau IV-1 :

	Cas D	Cas E
Vitesse superficielle en entrée (m/s)	0,69	1,06
Vitesse axiale moyenne $w$ (m/s)	0,64	0,99
Ecart type de $w$ (mm/s)	1,2	2,3

**Tableau IV-1.** Description des cas expérimentaux monophasiques D et E de Czapp *et al.* [81].

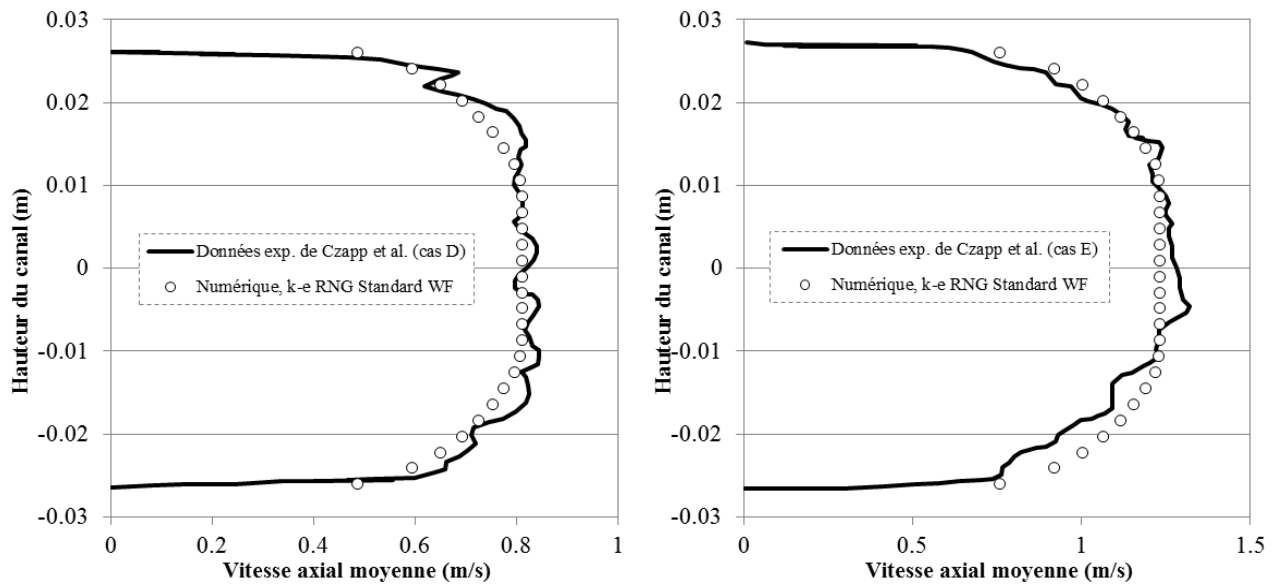
De la même façon nous allons pour commencer valider nos simulations sur le cas monophasique.

Le maillage utilisé pour la simulation est le même que celui présenté à la Figure IV-2. Les propriétés physiques de l'eau et l'air utilisées pour les calculs sont résumées dans le Tableau IV-2 :

Eau		Air	
$\rho_l$ (kg/m <sup>3</sup> )	1000	$\rho_g$ (kg/m <sup>3</sup> )	1,2
$\mu_l$ (Pa.s)	0,001	$\mu_g$ (Pa.s)	$1,8 \cdot 10^{-5}$

**Tableau IV-2.** Propriétés physiques utilisées pour le calcul.

Sur la Figure IV-11, les profils de vitesse axiale obtenus par la simulation avec le modèle k- $\epsilon$  RNG de Fluent sont comparés aux résultats expérimentaux de Czapp *et al.* [81] obtenus par la méthode de la Stereo PIV.



**Figure IV-11.** Comparaison des résultats monophasiques expérimentaux [81] avec nos résultats numériques.

A gauche, cas D, à droite, cas E.

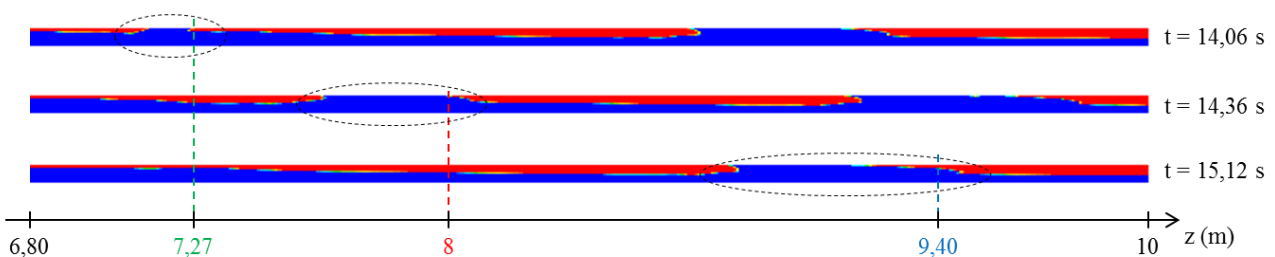
Les profils de vitesse sont en bon accord avec les données expérimentales, permettant ainsi de valider la finesse du maillage et l'approche de turbulence utilisée.

Après avoir étalonné le dispositif de Stereo PIV, Czapp *et al.* [81] ont réalisé des mesures sur des écoulements intermittents (voir le chapitre II). Leur but est d'étudier temporellement l'évolution d'une poche à une distance fixée de l'entrée. Le cas est résumé dans le Tableau IV-3 :

	Cas G
Vitesse superficielle d'eau (m/s)	0,71
Vitesse superficielle d'air (m/s)	0,57
Taux de vide $\alpha$ en entrée (-)	0,50

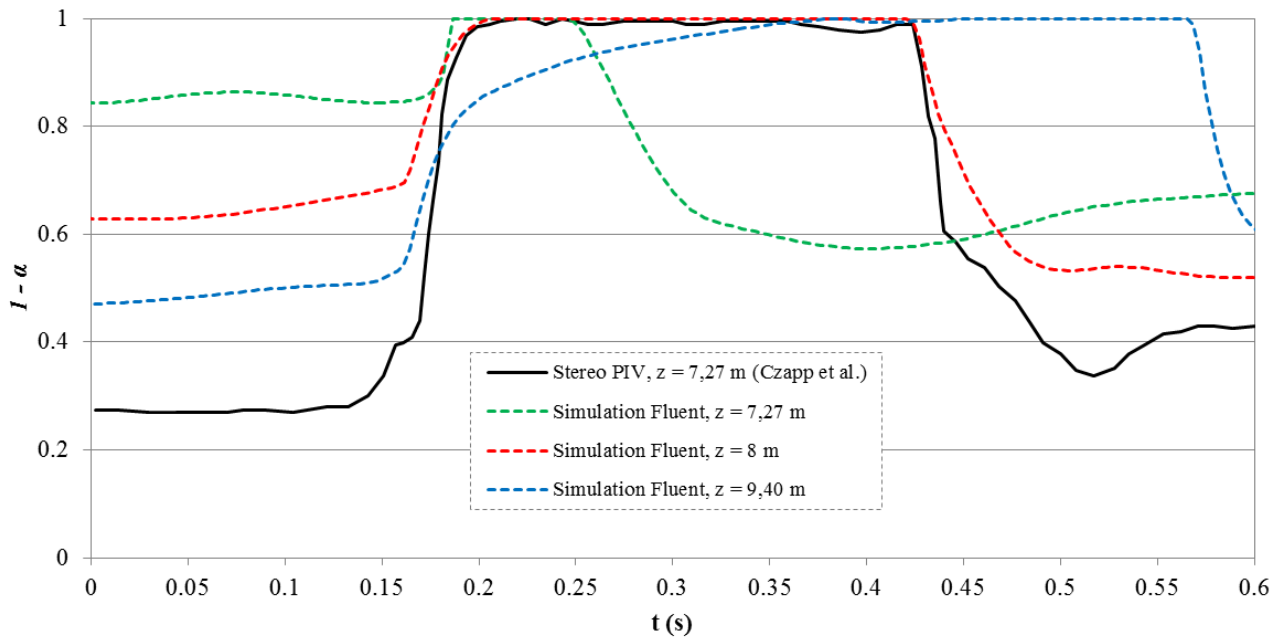
**Tableau IV-3.** Description du cas expérimental G de Czapp *et al.* [81].

Le cas est reproduit numériquement, avec les conditions aux limites correspondantes au cas G. Numériquement, les premières poches se forment environ à 7 m de l'entrée, puis elles grandissent en avançant dans le tube (Figure IV-12). Le taux de vide à l'entrée est de 50%, et s'établit dans le tube jusqu'à un équilibre d'environ 10% (soit un taux de présence liquide de 90%). La vitesse de l'air induit alors des perturbations qui forment des poches de façon périodique.



**Figure IV-12.** Evolution temporelle d'une poche.

Le taux de présence liquide dans des sections de tube est relevé en fonction du temps, en un plan donné, situé à 7,27 m de l'entrée, faisant apparaître le passage de poches (Figure IV-13). Le taux de liquide ( $I - \alpha$ ) varie en fonction du passage des poches : cela correspond à la partie de la courbe où le taux de liquide passe à 1.



**Figure IV-13.** Evolution temporelle d'un écoulement intermittent.

Comparaison entre les données expérimentales de Czapp *et al.* [81] (en noir) et la simulation numérique à différentes distances de l'entrée (en couleurs).

Différents plans de mesures numériques sont présentés :  $z = 7,27$  m, 8 m et 9,40 m. La poche se crée vers  $z = 7$  m de l'entrée, et passe donc rapidement devant le plan  $z = 7,27$  m. Un peu plus loin, au plan  $z = 8$  m, la poche calculée a la même taille qu'expérimentalement, bien que le niveau de liquide la précédant soit plus élevé. Ces niveaux de liquide avant et après la poche sont plus corrects un peu plus en aval, au plan  $z = 9,4$  m. Cela est dû au fait qu'expérimentalement les vagues se créent plus en amont du tube. Les oscillations du circuit fluide et les vagues induites en amont de la section d'essais favorisent en effet la formation de vagues. Les conditions d'entrées numériques étant très stables comparé aux conditions expérimentales (voir la section IV.2.3.3), les vagues et les poches sont créées plus loin dans le modèle.

Les auteurs ont également réalisé une étude numérique sur la simulation des poches. Cependant dans leur cas les vagues (et donc les poches) ne se créent pas toutes seules. Leur première vague est initiée par une condition d'entrée en débit variable en fonction du temps, et non pas à cause d'une déstabilisation calculée par le code. Cette "vague artificielle" leur permet de créer les vagues suivantes. Le maillage utilisé est celui de la Figure IV-2, cependant une adaptation automatique du maillage à l'interface liquide-gaz leur est nécessaire afin d'entretenir la formation de vagues, ce qui n'est pas notre cas. De plus, ils comparent la forme des poches expérimentales et numériques sur deux plans différents, et en utilisant deux échelles de temps différentes.

Afin de tester d'autres conditions d'entrée, des points supplémentaires ont été réalisés en faisant varier les vitesses superficielles de liquide et de gaz en entrée (Tableau IV-4).

Numéro du cas	Taux de présence de liquide à l'équilibre ( $1-\alpha$ )	Vitesse superficielle de gaz (m/s)	Vitesse superficielle de liquide (m/s)
G (Czapp <i>et al.</i> )	90%	0,56	0,71
1	90%	0,50	1,00
2	75%	1,60	0,73
3	65%	3,45	0,60
4	55%	6,51	0,85
5	50%	4,46	0,40

Tableau IV-4. Description des cas étudiés.

Ces points sont placés sur une carte d'écoulement de Taitel & Dukler [8], tracée pour les paramètres physiques correspondant au cas étudié (Figure IV-14).

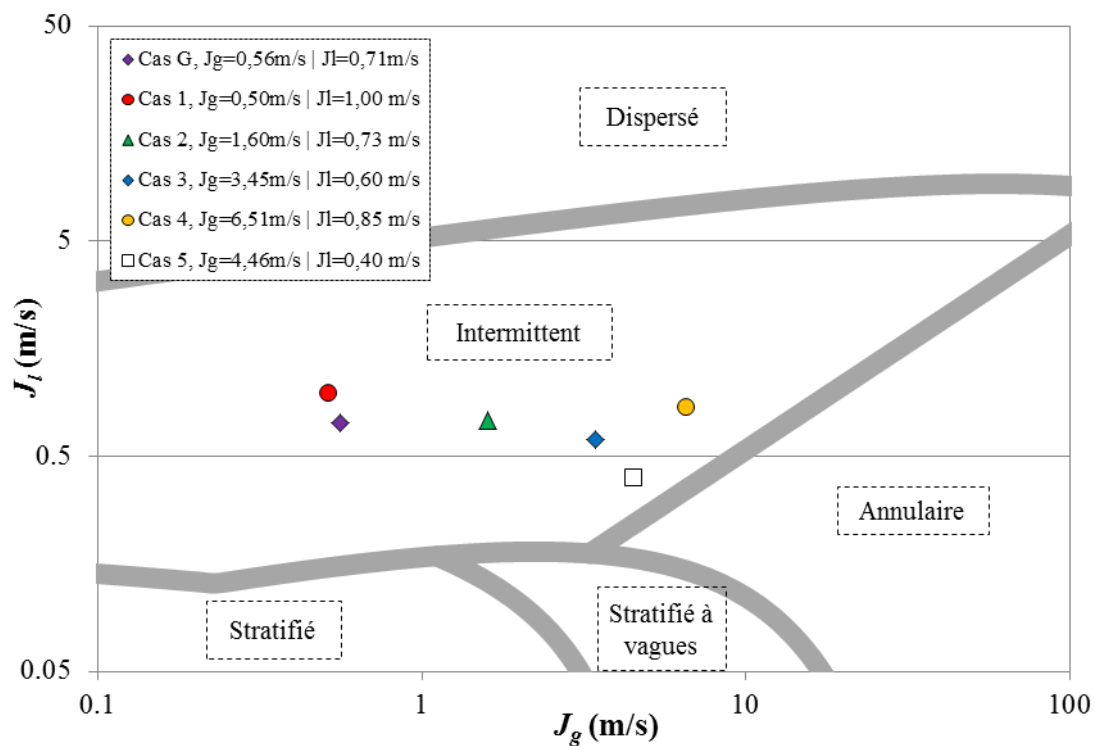
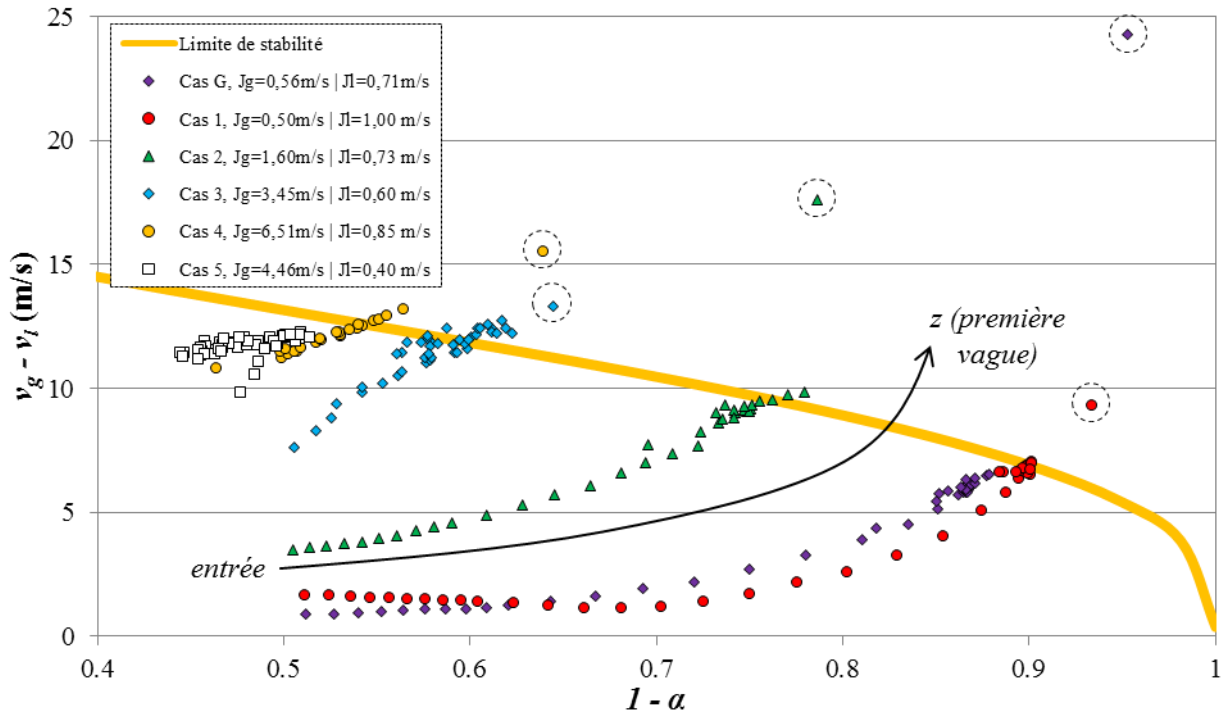


Figure IV-14. Points correspondants aux cas étudiés, placés sur une carte de Taitel et Dukler [8]

A un instant  $t$  donné, pour les conditions listées dans le Tableau IV-4, la différence de vitesse entre le liquide et la vapeur  $v_v - v_l$  est tracée dans différents plans le long de la conduite (tous les 0,2 m), en fonction du taux de présence liquide  $1 - \alpha$  (Figure IV-15). Les différences de vitesse sont alors comparées à la limite de stabilité tracée sur la Figure IV-5. Seuls les points correspondants à la zone allant de l'entrée jusqu'à la première vague sont tracés sur la figure, le but étant d'analyser la première déstabilisation de l'interface.

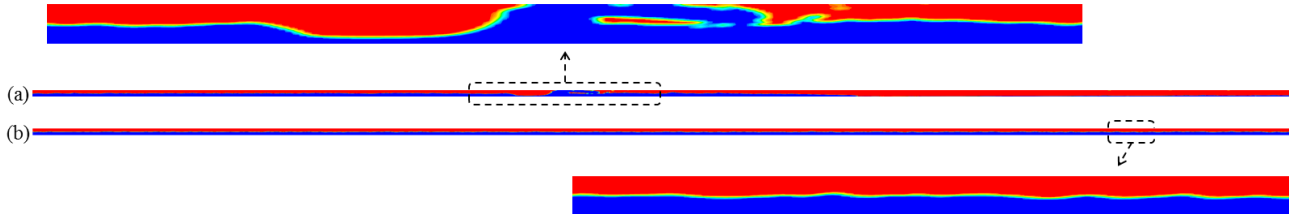
Les vitesses de liquide et de gaz sont les vitesses débitantes de chacune des phases (débit de la phase rapportée à sa section de passage, calculée par le taux de vide) pour un plan donné.



**Figure IV-15.** Comportement des différents cas autour de la limite de stabilité.

Le taux de vide en entrée est fixé à 50%, c'est pourquoi l'écoulement doit d'abord s'établir. Les points se stabilisent ensuite et restent globalement dans la zone autour de la limite de stabilité, mais certains points (entourés sur la Figure IV-15) passent largement au-dessus. A cet endroit, une vague se forme et grandit.

Il est intéressant de noter que le cas n°5, correspondant à un taux de vide à l'équilibre de 50%, ne produit pas spontanément des vagues, contrairement au cas n°4 qui a un taux de vide à l'équilibre proche (Figure IV-16).

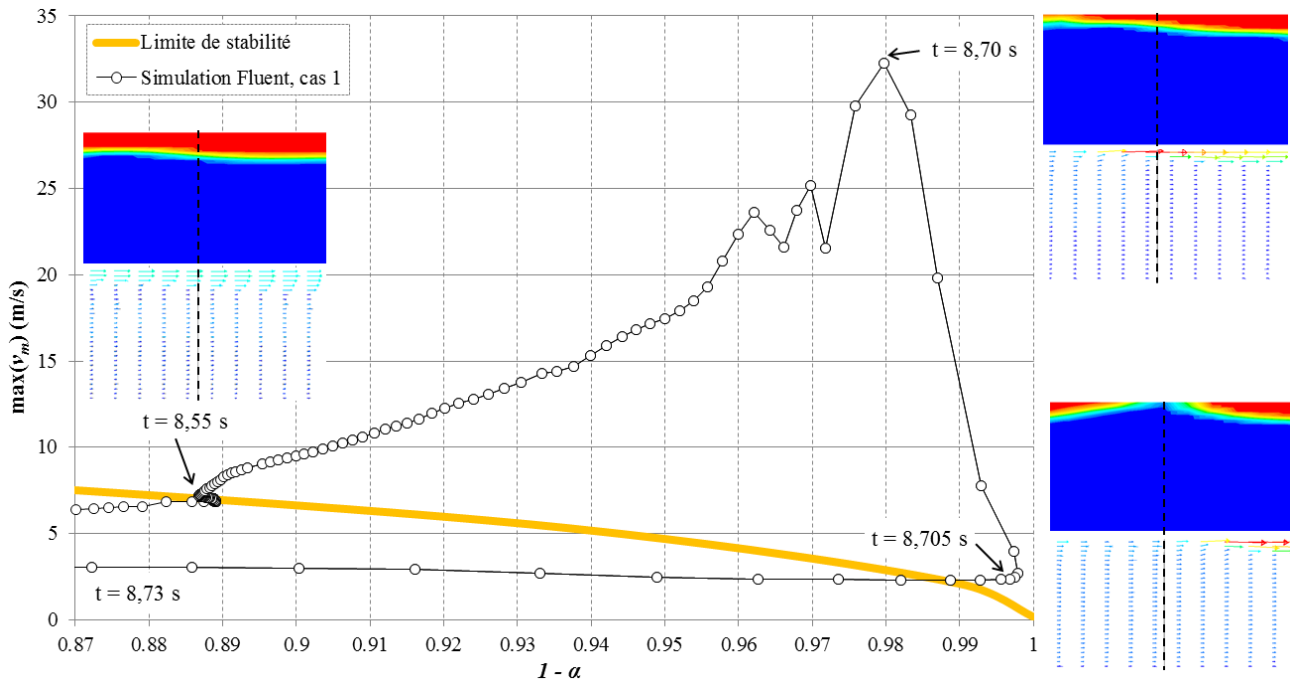


**Figure IV-16.** (a) Cas n°4, écoulement à poches ( $t = 8,798$  s)  
(b) Cas n°5, écoulement stratifié à vagues ( $t = 8,917$  s).

Le régime observé pour le cas 5 est stratifié à vagues, et cela s'observe également sur la Figure IV-15, la différence de vitesse entre le liquide et le gaz restant en dessous de la limite de stabilité.

Afin d'étudier localement l'évolution de la vitesse de la vapeur lors de la formation d'une vague, on se place à une distance  $z = 7,18$  m de l'entrée pour le cas n°1. Sur la Figure IV-17 est tracée l'évolution temporelle du maximum de la vitesse du mélange et du taux de présence du liquide en fonction du temps. Il s'agit donc de l'évolution de l'état du plan  $z = 7,18$  m au cours du temps.





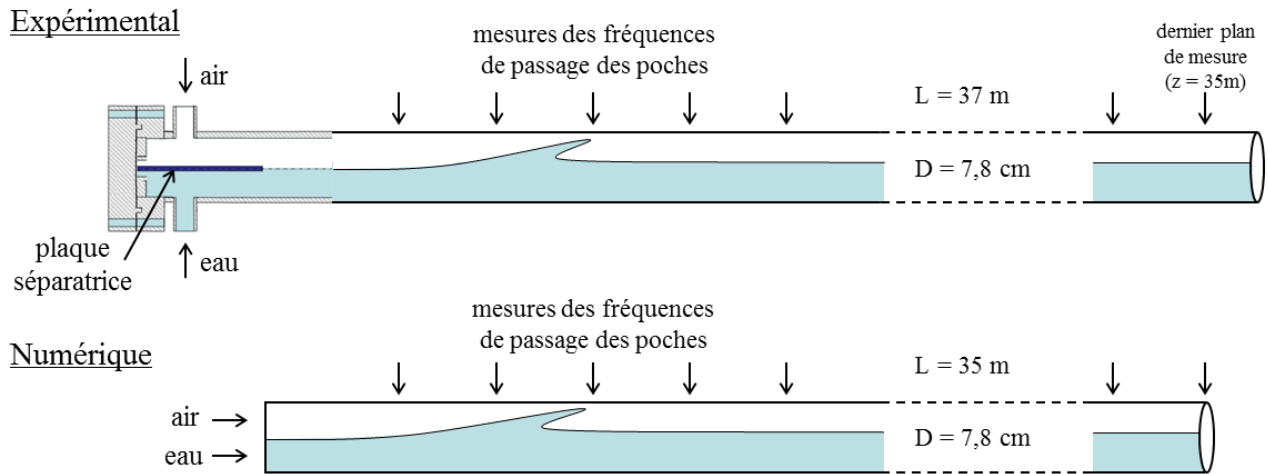
**Figure IV-17.** Evolution temporelle à une distance de 7,18 m de l'entrée, au passage d'une vague (cas n°1).

À  $t = 8,55$  s, la courbe se trouve très proche de la limite de stabilité théorique (le taux de présence liquide d'équilibre est de 90% pour ce cas). À cause d'une déstabilisation, la section de passage du gaz diminue et la vitesse de la vapeur augmente, ainsi que le taux de présence liquide. L'instabilité s'amplifie, au fur et à mesure de l'augmentation de la vitesse. À  $t = 8,70$  s le maximum de la vitesse est atteint car le film de vapeur se réduit au minimum, puis une chute brutale est observée (à  $t = 8,705$  s) du fait du passage de la vague (le taux de liquide est alors très proche de 1). La vitesse de mélange correspond alors à la vitesse du liquide. Il s'agit d'un phénomène cyclique, car après le passage de la vague, le maximum de la vitesse diminue pour revenir à une vitesse proche de la position d'équilibre.

#### IV.2.3.3 Validation des fréquences de passage de poches

Après avoir réussi à créer des vagues et des poches dans un écoulement adiabatique, et avoir relié cette formation à un processus physique, le but est de s'assurer que le modèle VOF de Fluent permet de créer des poches de façon correcte, ce qui n'a pas été retrouvé dans la littérature (voir le chapitre II).

Une façon de vérifier quantitativement le traitement d'un régime d'écoulement intermittent est de comparer les fréquences de formation des poches créées. Pour cela le code est confronté à des résultats expérimentaux de la littérature. Ujang *et al.* ont réalisé une étude expérimentale de la fréquence de passage des poches en fonction de la longueur du canal [80]. Leur installation expérimentale consiste en un tube de diamètre interne 0,078 m et de longueur 37 m, à pression atmosphérique en sortie, dans lequel s'écoulent de l'eau et de l'air, à différentes vitesses superficielles (Figure IV-18).

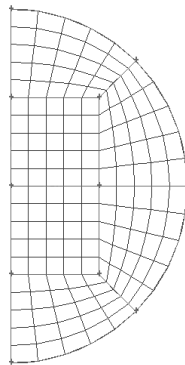


**Figure IV-18.** Schéma du dispositif expérimental de Ujang et al.[80] et condition d'entrée numérique.

Les fluides sont injectés à l'entrée perpendiculairement à l'axe du tube, et le taux de vide peut être ajusté à l'aide d'une plaque séparatrice réglable en hauteur. Ici elle est maintenue au milieu du canal, imposant un taux de vide de 50% en entrée.

Des calculs ont été réalisés avec les mêmes conditions aux limites, durant un temps de 60 secondes. Le calcul est réalisé sur la moitié du domaine dans le but de réduire le temps de calcul. Pour cela une condition de symétrie est imposée sur le plan vertical médian. Cette condition aux limites impose une vitesse normale au plan nulle, et annule aussi les gradients de tous les scalaires, ce qui se traduit par le fait qu'il n'y ait aucun transport convectif ni diffusif à travers ce plan. Nous supposons donc que les instabilités se forment de façon symétrique dans le tube. Cette hypothèse est vérifiée par la comparaison entre un calcul sur un tube complet et sur un demi-tube avec une symétrie, qui donnent les mêmes résultats en termes de fréquences de passage des poches.

Une coupe transversale du maillage utilisé est présentée à la Figure IV-19. Le maillage possède 20 mailles sur le diamètre, soit 150 mailles sur une face, et 3500 mailles sur la longueur (soit un pas de 1 cm), pour un total de 525000 mailles.



**Figure IV-19.** Coupe transversale du maillage utilisé

Différentes vitesses superficielles sont utilisées pour le liquide et le gaz. Les cas étudiés sont résumés dans le Tableau IV-5 :

Cas	c	d	e
Vitesse superficielle d'eau $J_l$ (m/s)	0,61	0,80	1,00
Vitesse superficielle d'air $J_g$ (m/s)	2,55	2,70	4,26
Taux de vide $\alpha$ en entrée (-)	0,50	0,50	0,50

**Tableau IV-5.** Cas expérimentaux de Ujang *et al.* [80].

Les fréquences de passage des poches à différentes distances de l'entrée sont alors mesurées, et comparées aux données expérimentales pour les différents cas (figures 20, 21 et 22).

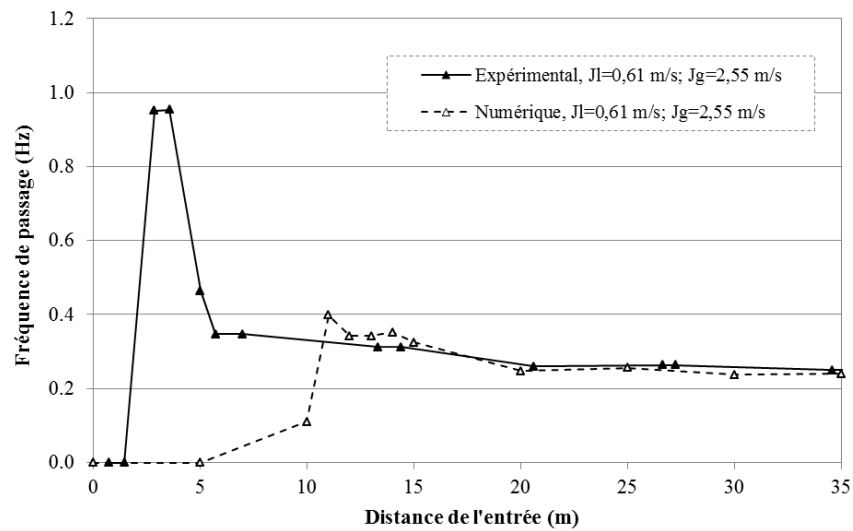


Figure IV-20. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas c [80].

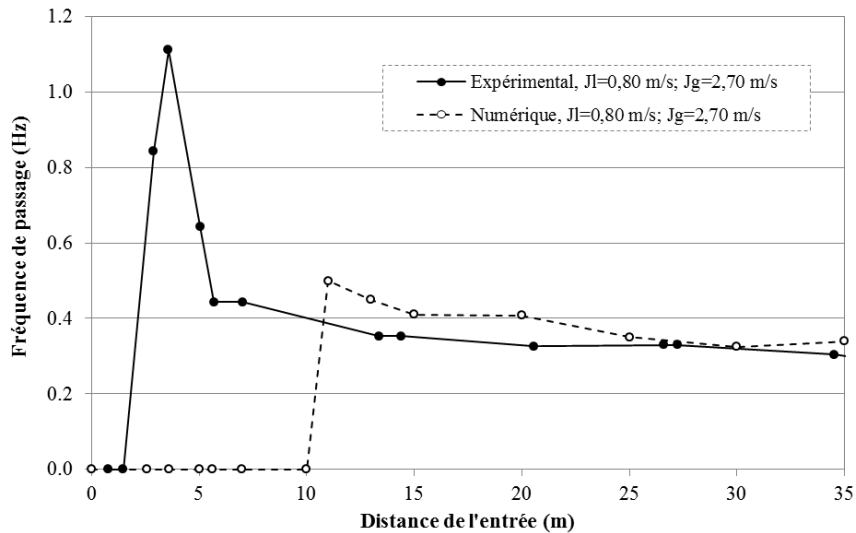


Figure IV-21. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas d [80].

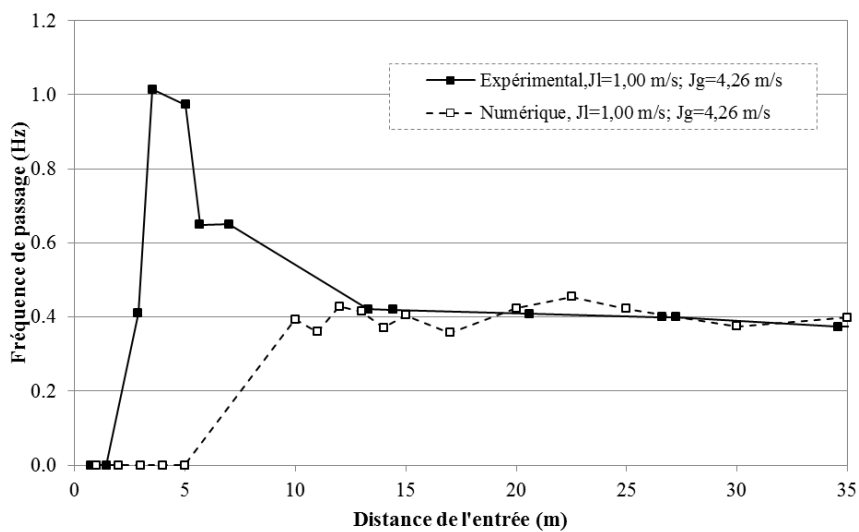


Figure IV-22. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas e [80].

Expérimentalement, les auteurs relèvent une fréquence de passage de poches importante près de l'entrée du tube. Puis la fréquence se stabilise en aval, à partir d'une distance de l'entrée d'environ 15 à 20 mètres. Cela est probablement dû au système d'injection (donc à la condition d'entrée expérimentale), les fluides arrivant perpendiculairement à l'axe de l'écoulement, ce qui induit une forte perturbation de la surface libre juste après l'entrée. Ces phénomènes d'entrée s'estompent ensuite avec la longueur du tube, laissant place uniquement aux déstabilisations créées par la différence de vitesse entre le gaz et le liquide.

Numériquement, les vagues se forment à une distance plus importante de l'entrée, du fait que les conditions aux limites d'entrée sont plus stables que les conditions réelles. En effet, dans le calcul l'eau et l'air sont injectés suivant l'axe du tube, avec un taux de vide de 50%. Il faut donc que l'écoulement et donc la condition de différence de vitesse entre l'air et l'eau s'établisse pour que se forment les premières vagues.

Lorsque la condition d'entrée n'influe plus sur le résultat, la valeur de la fréquence de passage expérimentale est donc conforme aux résultats expérimentaux. Cela permet de conclure que le code permet de reproduire quantitativement le processus de formation des vagues et des poches lors du régime d'écoulement intermittent.

#### IV.2.4 Conclusion

Utilisé dans les bonnes conditions, le modèle VOF de Fluent permet donc de simuler les régimes adiabatiques stratifiés et intermittents, donnant des résultats très satisfaisants. Les niveaux de liquide à l'équilibre en écoulement stratifié sont cohérents avec les données de la littérature. La limite de stabilité pour la formation des vagues est retrouvée, et la formation de poches est ensuite validée qualitativement et quantitativement. Il est à noter que les calculs doivent être menés en 3D pour que l'interface soit correctement gérée. Dans le cas contraire, les niveaux de liquide sont mal calculés et la création d'instabilité n'est pas possible, comme relevé dans la littérature [83].

Cette analyse nous permet donc d'être confiants sur l'utilisation du modèle VOF de Fluent pour traiter des régimes stratifiés et intermittents en changement de phase. L'ajout de termes de création de vapeur ne doit pas modifier la simulation des phénomènes à l'origine des instabilités et de la structuration de l'écoulement : les forces de pression, la gravité et la tension superficielle.

### ***IV.3 Validation du modèle pour l'évaporation progressive***

Dans la section précédente, le modèle VOF a été validé de façon adiabatique pour les régimes stratifié et intermittent. Après avoir implémenté le modèle présenté au chapitre III, celui-ci est utilisé ci-dessous pour la simulation des écoulements diphasiques en évaporation.

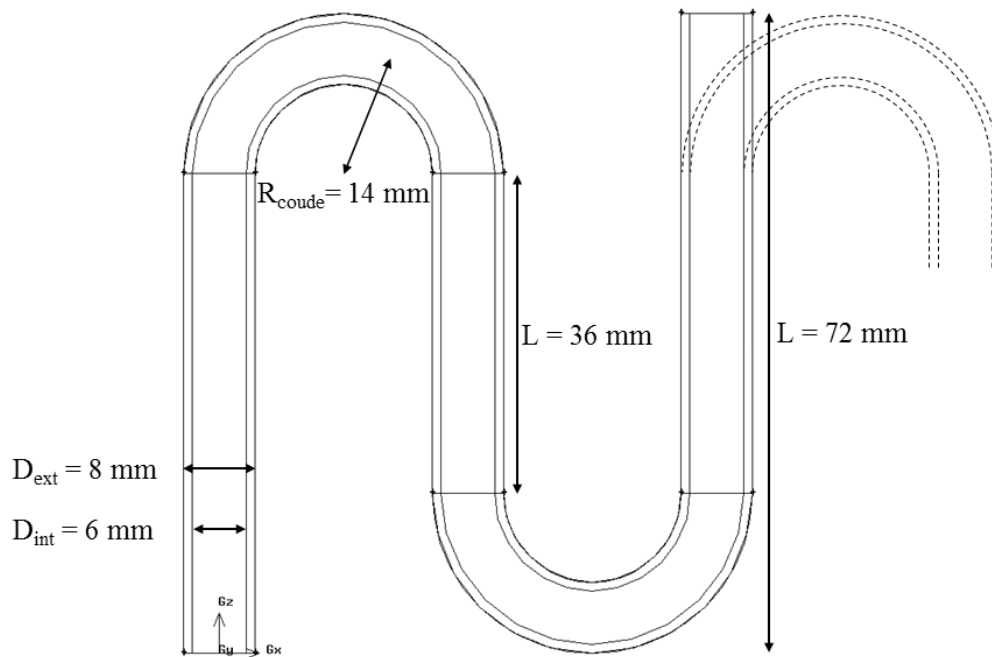
#### IV.3.1 Cas de référence

Lors de l'étude bibliographique réalisée au chapitre II, très peu de résultats expérimentaux ont été trouvés dans la littérature concernant la visualisation des écoulements en évaporation dans des tubes horizontaux se rapprochant de nos conditions. Le but étant d'étudier les régimes d'écoulement et leur évolution du fait de l'apport de vapeur par changement de phase liquide vers vapeur, la visualisation directe de l'écoulement en train de s'évaporer est très importante.

Les seuls travaux permettant de telles visualisations sont ceux de Yang *et al.* [91]. Le dispositif (présenté au chapitre II), se compose d'une boucle permettant la circulation d'un fluide frigorigène, ainsi que d'une section d'essais où se déroule l'évaporation. Elle est composée d'un tube de quartz en serpentin recouvert d'oxyde transparent conducteur, permettant simultanément l'apport d'un flux de chaleur constant par effet Joule et la visualisation de l'écoulement (voir les chapitres II et V).

### IV.3.1.1 Géométrie, maillage et propriétés physiques

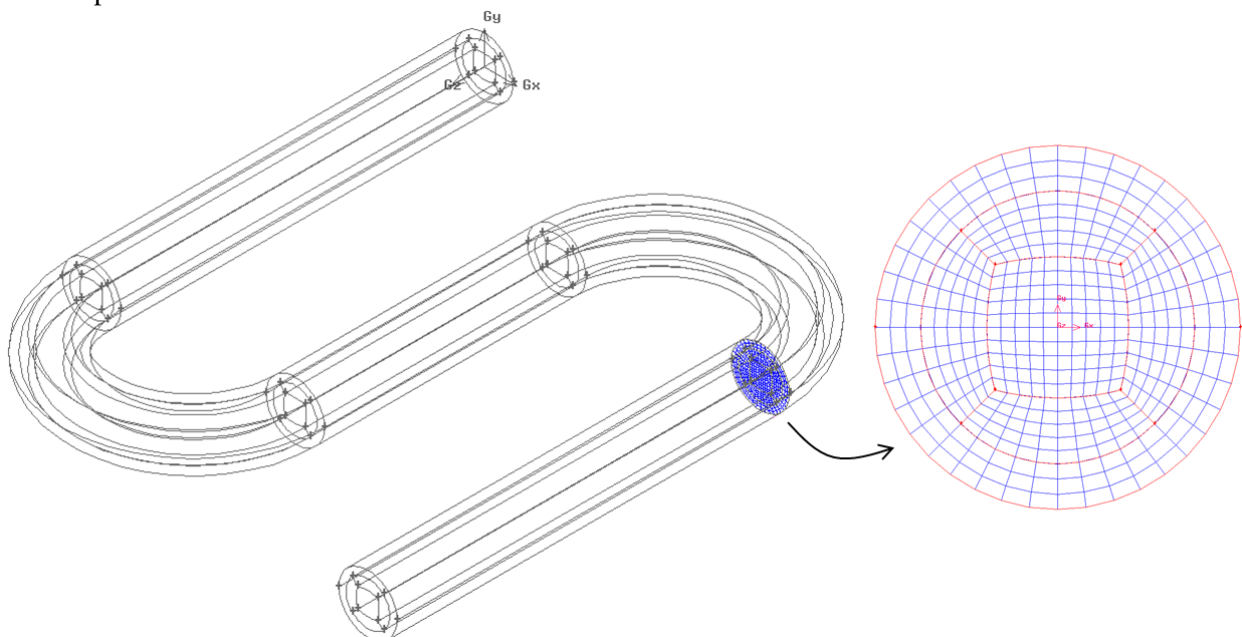
Dans le but de réaliser des calculs sur cette géométrie, celle-ci a été reproduite à l'aide du logiciel Gambit [158], et afin d'économiser du temps de calcul elle a été limitée aux deux premiers coudes. Les dimensions du dispositif sont présentées sur la Figure IV-23.



**Figure IV-23.** Géométrie et dimensions du domaine de calcul, d'après la section d'essais de Yang *et al.* [91].  
En pointillés, la continuité de la géométrie réelle.

À l'aide d'une étude bibliographique approfondie, il a été montré que les longueurs données dans la publication originale de Yang *et al.* [91] ne correspondent pas aux longueurs relevées sur les photographies, notamment au niveau des proportions. Pour plus de cohérence, elles sont rectifiées d'après les données de Meng *et al.* [93], ayant utilisé la même géométrie dans le même laboratoire.

Sur la Figure IV-24 sont représentés une vue isométrique de la géométrie, ainsi que le détail du maillage d'une coupe transversale.



**Figure IV-24.** Vue isométrique de la géométrie de l'installation expérimentale de Yang *et al.* [91]

Le maillage est structuré de la même façon que dans les sections précédentes, et est composé d'un carré central et de deux couronnes, permettant un maillage structuré. Il est constitué de 420 mailles sur une coupe transversale, dont 120 pour la paroi solide et 300 pour le domaine fluide (20 mailles sur le diamètre interne). Le pas utilisé suivant l'axe est de 1 mm, ce qui donne un nombre total de mailles à 108360, permettant des calculs relativement rapides (de l'ordre d'une journée pour simuler le temps de séjour dans le canal, soit environ 2,5 s.).

Le fluide de travail utilisé est le réfrigérant R-141b, dont les propriétés physiques autour de la température de saturation sont résumées dans le Tableau IV-6 :

<b>R-141b</b>			
$T_{sat}$ (K)		305,15	
$h_{lv}$ (J/kg)		223800	
$\sigma$ (N/m)		0,020	
<b>Phase liquide</b>		<b>Phase vapeur</b>	
$\rho_l$ (kg/m <sup>3</sup> )	1220	$\rho_v$ (kg/m <sup>3</sup> )	4,87
$\mu_l$ (kg/m/s)	$3,78.10^{-4}$	$\mu_v$ (kg/m/s)	$9,48.10^{-6}$
$\lambda_l$ (J/m/K)	0,092	$\lambda_v$ (J/m/K)	0,010
$C_{p,l}$ (J/kg/K)	1165	$C_{p,v}$ (J/kg/K)	793,5
$h_{l,sat}$ (J/kg)	236600	$h_{v,sat}$ (J/kg)	460400

**Tableau IV-6.** Propriétés physiques du fluide frigorigène R-141b utilisé, à pression atmosphérique.

Il s'agit des propriétés physiques utilisées par les auteurs [91;93], recoupées avec les données du logiciel RefProp 7. Le diamètre des bulles utilisé pour le transport de la vapeur dispersée est pris comme étant égal à 1,5 mm, correspondant aux données expérimentales de tailles de bulles trouvées pour le même fluide sur la même installation expérimentale de Meng *et al.* [159].

La paroi du tube est en quartz, dont les propriétés physiques sont les suivantes :

<b>Quartz</b>	
$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )	2650
$\lambda_s$ (W/m/K)	1,4
$C_{p,s}$ (J/kg/K)	700

**Tableau IV-7.** Propriétés physiques de la paroi en quartz.

La résolution de l'équation de l'énergie étant réalisée par conservation de l'enthalpie, une référence pour la conversion de l'enthalpie en température est nécessaire. La référence utilisée pour l'enthalpie provient du diagramme donné par la Figure IV-25 :

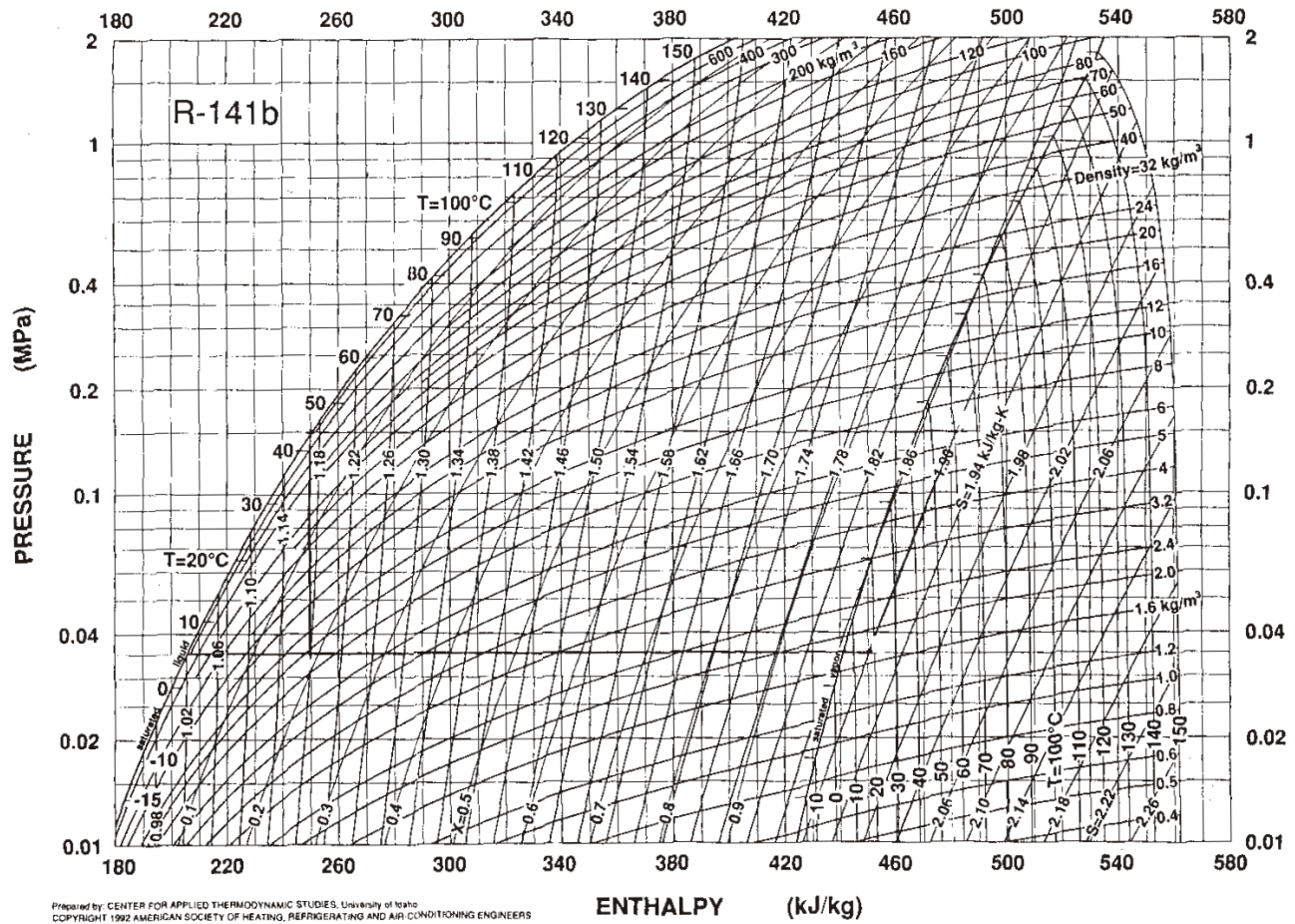


Figure IV-25. Diagramme pression-enthalpie du fluide R-141b (ASHRAE, 1992).

Les couples enthalpie-température sont lus sur la Figure IV-25 afin de pouvoir construire la fonction permettant de retrouver la température en fonction de l'enthalpie (voir le chapitre III). Les valeurs d'enthalpie sont relevées à la pression atmosphérique, et considérées comme linéaires entre le liquide à 20°C et le liquide saturé, ainsi qu'entre la vapeur saturée et la vapeur à 60°C :

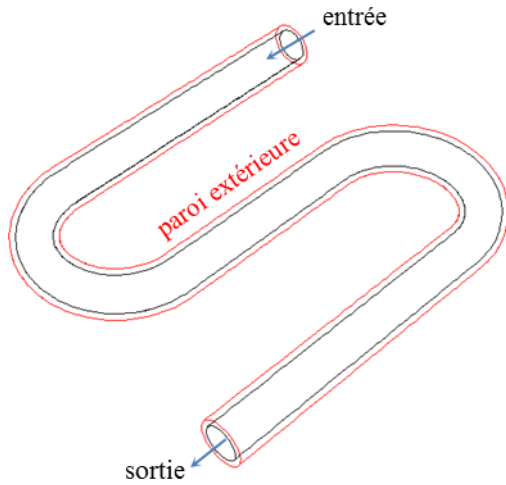
Température	Enthalpie
$T_l = 20^\circ\text{C}$ (293,15 K)	$h_l = 223000 \text{ J/kg}$
$T_{sat} = 32^\circ\text{C}$ (305,15 K)	$h_{l,sat} = 236600 \text{ J/kg}$ $h_{v,sat} = 460400 \text{ J/kg}$
$T_v = 60^\circ\text{C}$ (333,15 K)	$h_v = 480000 \text{ J/kg}$

Tableau IV-8. Propriétés physiques de la paroi en quartz.

#### IV.3.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour les calculs sont résumées dans le Tableau IV-9 :



**Figure IV-26.** Schéma des conditions aux limites.

Surface	Condition aux limites
Entrée	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Vitesse imposée (<i>velocity-inlet</i> ou <i>mass-flow-inlet</i>)</li> <li>• Enthalpie : valeur imposée, correspondant à la température d'entrée</li> </ul>
Sortie	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pression imposée (<i>pressure-outlet</i>)</li> </ul>
Paroi extérieure	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Enthalpie : flux imposé</li> </ul>

**Tableau IV-9.** Conditions aux limites imposées.

Le cas expérimental n°1 de Yang *et al.* [91] est pris comme référence : du liquide sous-refroidi de 8,5 K entre dans la section d'essais, avec un débit d'entrée de 10 L/h (correspondant à  $3,4 \cdot 10^{-3}$  kg/s, soit une vitesse débitante de 0,10 m/s). Un flux de chaleur constant de 6888 W/m<sup>2</sup> est imposé par effet Joule, dans une couche d'oxyde transparent conducteur (TCO, voir le chapitre II).

#### IV.3.1.3 Discussion sur les pertes du dispositif expérimental

Un problème a été rencontré concernant le flux de chaleur apporté au système. En comparaison aux photographies expérimentales, ce flux (et donc la quantité de vapeur créée) semblait toujours plus important dans le cas numérique. Les bilans numériques étant conservés, et la quantité de vapeur créée vérifiée par rapport à un calcul monodimensionnel, il s'est avéré que trop de flux était apporté au système numériquement. Nous avons donc soupçonné un problème de pertes de chaleur sur l'installation expérimentale.

En effet les auteurs précisent un flux de chaleur correspondant à la puissance électrique consommée par effet Joule dans la couche de TCO. Or il n'est pas précisé quel est la part de flux qui est transmise au fluide (et donc quelle est la part des pertes).

Afin d'estimer ces pertes non précisées dans la publication, une comparaison des différents travaux réalisés par la même équipe sur le dispositif expérimental [92-95;160] a été nécessaire.

Meng *et al.* [93], pour la même configuration et les mêmes flux de chaleur, estiment les pertes à environ 3% de la puissance injectée. Cependant, pour ce calcul, les auteurs ne se basent pas sur des données expérimentales (comme par exemple un bilan de puissance monophasique), mais sur un calcul monodimensionnel des pertes, soit :

$$Q_{\text{pertes}} = H_{\text{pertes}} A_{\text{ext}} (T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}) \quad \text{IV.5}$$

Les auteurs prennent  $T_{\text{paroi}}$  comme étant la température de saturation du fluide. Cependant cette température semble incohérente avec la mesure expérimentale de Huang *et al.* [94], mesurant une température moyenne de la paroi sur l'ensemble du dispositif (de l'entrée sous-refroidie à la sortie) de 59,1°C, soit une température 27°C supérieure à la température de saturation. Cela signifie également que localement la température peut également être plus élevée. Un calcul monodimensionnel utilisant cette température de paroi, la surface extérieure du dispositif, un coefficient d'échange par convection naturelle de 10 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup> dans l'équation IV.5 amène à des pertes de l'ordre de 10% de la puissance injectée.

Or, en se basant sur l'expérience du laboratoire en termes d'installations expérimentales utilisant des couches de TCO pour chauffer un tube, les pertes rencontrées sont en général beaucoup plus importantes.

Ces pertes peuvent avoir plusieurs origines :



- une épaisseur non homogène de dépôt, amenant à des zones plus épaisses (moins chaudes) et des zones trop fines (plus chaudes),
- un mauvais contact entre les amenées de courant en cuivre et la couche de TCO, augmentant la résistance et créant des points chauds.

La valeur de 35% de pertes a semblé plus cohérente et a été retenue pour la suite, d'autant que les résultats numériques correspondent bien aux résultats expérimentaux. Les résultats présentés dans les sections suivantes incluent donc ces pertes dans le flux de chaleur apporté au système.

#### IV.3.1.4 Méthodes numériques

Le code Fluent 14.5 [109] a été utilisé pour la résolution. Le modèle de turbulence k- $\epsilon$  RNG a été adopté, avec une modélisation de la turbulence proche paroi (Enhanced Wall Function [109]). Cette approche est conseillée dans ce type d'écoulements, notamment à cause du paramètre de maille  $y^+$  assez fin dans notre cas (de l'ordre de 5). Une analyse des autres modèles de turbulence n'a pas été réalisée, mais le modèle k- $\omega$  SST semble avoir donné de bons résultats dans des travaux récents en écoulements stratifiés [147] et son utilisation pourrait être investiguée.

Les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, de turbulence, ainsi que des deux scalaires, enthalpie et taux de présence de vapeur dispersée (voir le chapitre III), sont résolues de façon séquentielle (segregated solver). Le schéma de couplage pression-vitesse PISO est utilisé car plus adapté au régime transitoire. Le schéma PRESTO! est utilisé pour l'interpolation de la pression aux faces des cellules comme conseillé avec l'utilisation du modèle VOF [109]. La discrétisation spatiale est réalisée par le schéma QUICK pour toutes les équations, sauf le taux de vide pour lequel le schéma Geo-Reconstruct est utilisé (voir le chapitre II) afin de modéliser finement l'interface liquide-vapeur et éviter sa diffusion.

La convergence d'un pas de temps est considérée comme atteinte lorsque les résidus normalisés des équations résolues deviennent inférieurs à  $10^{-5}$ . A chaque pas de temps les bilans de conservation sont vérifiés pour les deux scalaires personnalisés (voir le chapitre III).

Le calcul est d'abord initialisé dans le domaine fluide aux valeurs des champs à l'entrée. Dans le domaine solide constituant la paroi, le champ d'enthalpie est initialisé à une valeur correspondant à une température supérieure de 5 K à la température de saturation, afin d'accélérer le transitoire thermique de la chauffe de la paroi. La température du liquide dans le domaine est initialisée à la valeur de la condition aux limites d'entrée, et est donc sous-refroidi. Les premiers pas de temps sont ajustés manuellement (à environ  $10^{-2}$  s.) afin que l'écoulement monophasique liquide s'établisse et que le transfert thermique se déroule jusqu'à la création de vapeur dispersée dans la première maille. A partir de ce moment, le pas de temps est ajusté à  $5 \cdot 10^{-4}$  s et laissé variable. Dans le chapitre III, le pas de temps maximum a été défini comme :

$$\Delta t_{\max} = \min \left[ \frac{\Delta l}{v_m}; \frac{\Delta l}{v_{rel}} \right] \quad \text{IV.6}$$

Dans le cas défini ci-dessus, le pas de temps maximum calculé est de l'ordre de  $10^{-3}$  s. Cependant, du fait de phénomènes transitoires violents pouvant apparaître lors de la création de la vapeur et de son accélération due à l'expansion volumique, un pas de temps maximum de  $5 \cdot 10^{-4}$  s est généralement utilisé afin d'éviter des problèmes numériques.

#### IV.3.1.5 Résultats

Les résultats du modèle présenté au chapitre III et implémenté dans le modèle diphasique VOF du logiciel Fluent sont présentés ci-dessous.

##### IV.3.1.5.1 Simulation du taux de vide

Pour le cas de référence n°1, la photographie de Yang *et al.* [91] est comparée avec les résultats de simulations sur la Figure IV-27.



**Figure IV-27.** A gauche, cas expérimental n°1 de Yang *et al.* [91]. A droite, résultat de nos calculs.

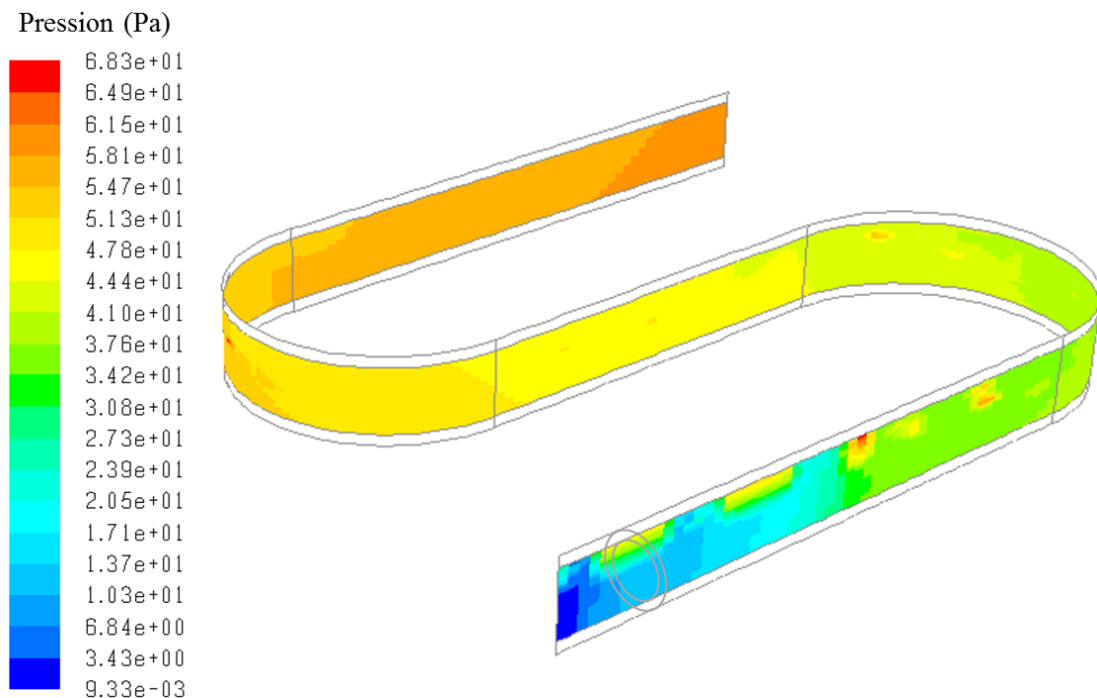
La forme de l'écoulement diphasique est reproduite en fin de canal : de grosses bulles se créent et évoluent de la même façon que dans le cas expérimental. Dans la première partie du canal, où du liquide sous-refroidi circule, il est observé expérimentalement que de petites bulles se forment, ce qui n'est pas représenté numériquement du fait de la taille des mailles. Celles-ci sont en effet trop volumineuses pour représenter l'interface.

De plus, la création de vapeur est principalement liée à un critère décrit au chapitre III. Lorsque l'enthalpie dans une maille dépasse l'enthalpie de saturation, le transfert thermique s'accompagne alors d'une création de vapeur dispersée. La taille de la maille influençant ce paramètre, le début de l'ébullition peut en être retardé.

Peu de détails étant donnés sur l'installation expérimentale, il est également possible que ces petites bulles (existant dans du liquide sous-refroidi) soient produites par un échauffement local de la paroi, dû à un dépôt non homogène de TCO, ou au mauvais contact au niveau de l'amenée de courant proche de l'entrée, déplaçant le point de début d'ébullition en amont du dispositif.

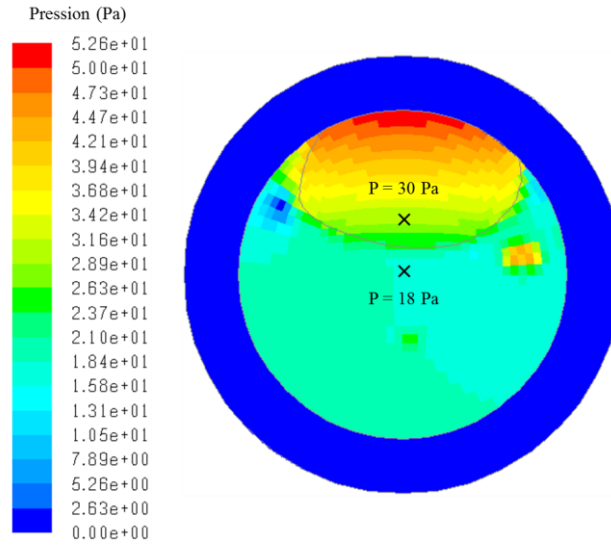
#### IV.3.1.5.2 Champ de pression

Le champ de pression dans le canal est tracé sur le plan médian vertical et est représenté sur la Figure IV-28:



**Figure IV-28.** Champ de pression, cas n°1.

La pression affichée représente l'écart à la pression atmosphérique. La différence de pression entre l'entrée et la sortie est dans ce cas principalement de type monophasique, car peu de vapeur est présente dans le domaine fluide. Sur la fin du canal, la surpression dans les bulles de vapeur est clairement visible. Elle peut également être observée sur la Figure IV-29 :



**Figure IV-29.** Surpression dans une bulle de vapeur, cas n°1.

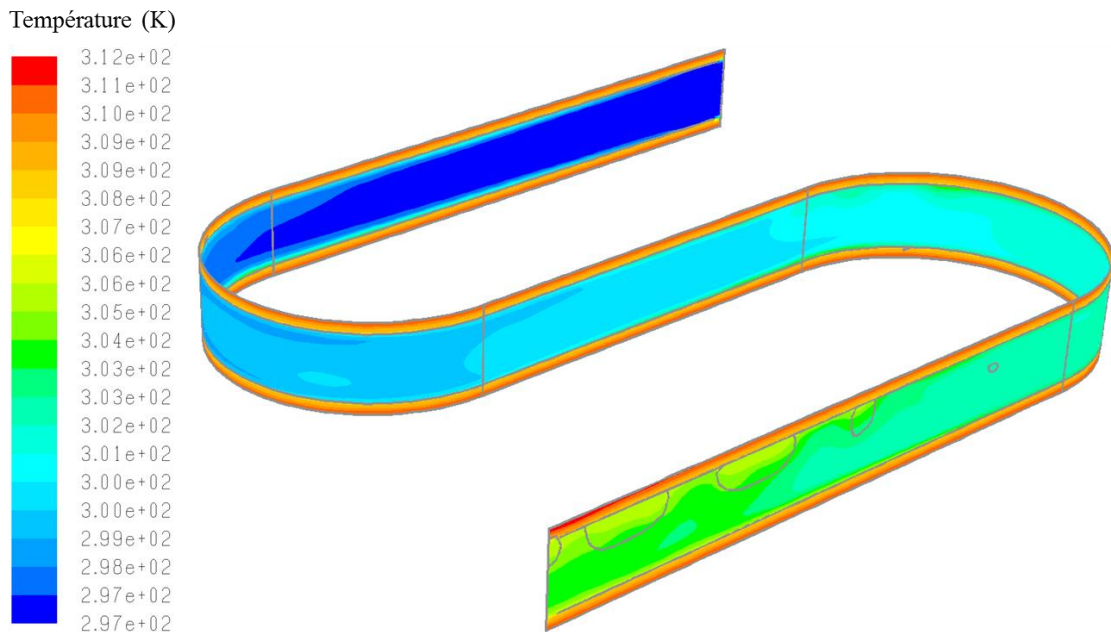
Il est possible de vérifier la valeur de la surpression. En effet, la différence de pression entre le liquide et la vapeur à l'interface est directement liée à la tension superficielle  $\sigma$  et au rayon de courbure  $R_c$  de la bulle de la façon suivante :

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{R_c} \quad \text{IV.7}$$

Ainsi pour une bulle de rayon de courbure égal à la moitié du diamètre du canal (soit 3 mm), et une tension superficielle de 0,02 N/m, la différence de pression est égale à 13,3 Pa. Cette valeur est retrouvée dans le code (Figure IV-29).

#### IV.3.1.5.3 Champ de température

Le champ de température pour le cas de référence présenté ci-dessus est représenté sur la Figure IV-30.

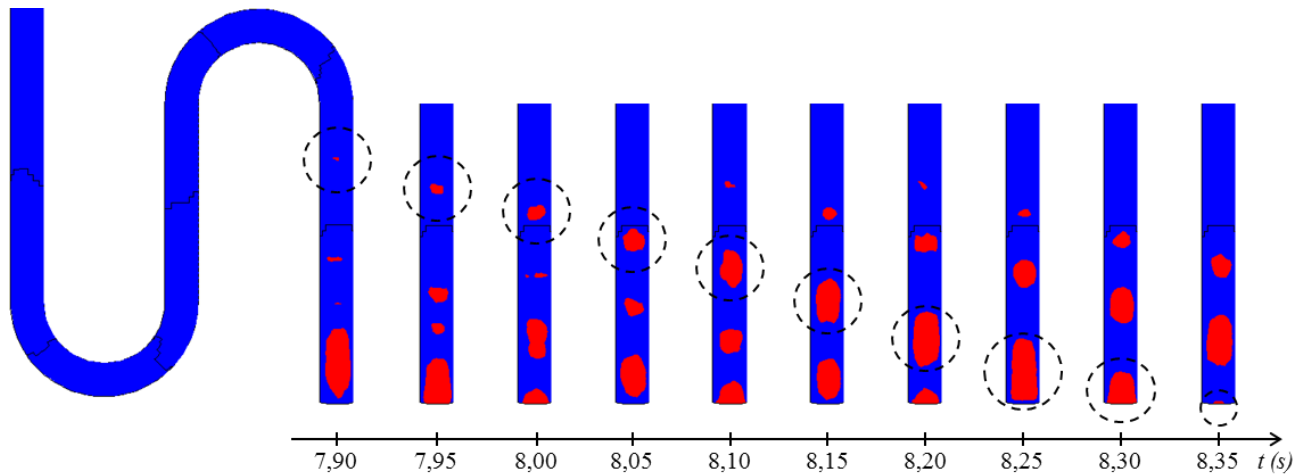


**Figure IV-30.** Champ de température pour le cas n°1.

La température du liquide en entrée est sous-refroidie de 8,5 K par rapport à la température de saturation ( $T_{sat} = 305,15 \text{ K} = 32^\circ\text{C}$ ). Elle s'homogénéise petit à petit sous l'effet du flux de chaleur apporté. La température de paroi se stabilise dans ce cas à 311,7 K, soit 6,5 K au-dessus de la température de saturation. Une part d'énergie est donc stockée dans la paroi, et un équilibre se crée entre le flux apporté et la chaleur cédée au fluide.

#### IV.3.1.5.4 Évolution temporelle

Le phénomène d'ébullition étant très instationnaire, il est généralement difficile de comparer des photographies expérimentales avec les résultats numériques. Pour se rendre compte de l'évolution temporelle d'une bulle depuis sa création jusqu'à la sortie du tube, celle-ci est représentée sur la Figure IV-31.



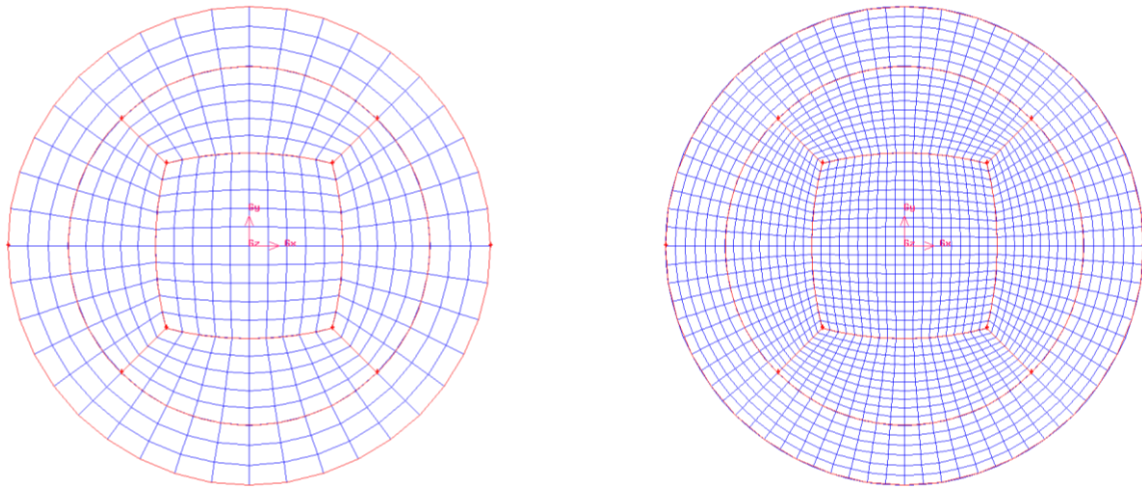
**Figure IV-31.** Évolution temporelle de la création d'une bulle.

Graphiquement, il peut être mesuré que le centre de la bulle se déplace à 0,11 m/s. Le liquide entrant à 0,10 m/s, la vitesse relevée est donc cohérente. La bulle accélère ensuite du fait de son expansion volumique. De plus, on observe que chaque bulle créée augmente en volume tout en se déplaçant. Cela est dû à l'apport de vapeur dispersée venant de la paroi, s'ajoutant à la petite structure de vapeur et la faisant grossir.

### IV.3.2 Influence du maillage

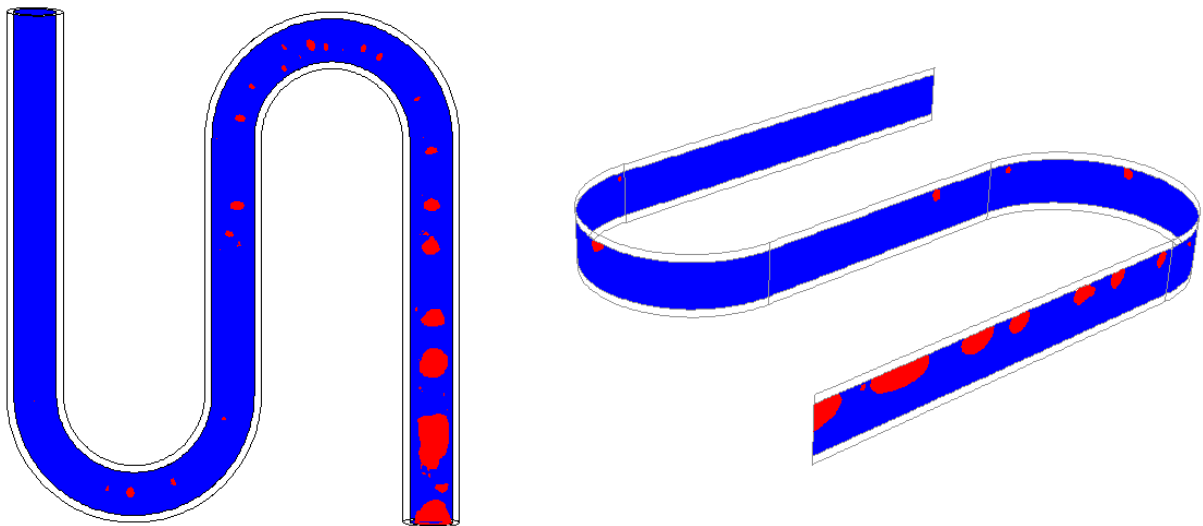
#### IV.3.2.1 Raffinement du maillage

Dans le but d'analyser l'influence du maillage sur les résultats, un raffinement est réalisé sur le maillage de base décrit dans la section IV.3.1.1 : toutes les mailles sont divisées par 8 en volume (par deux dans chaque direction), passant le nombre total de mailles de 108360 à 866880, et multipliant le temps de calcul par 6,5. Le maillage transversal devient alors beaucoup plus fin (Figure IV-32).



**Figure IV-32.** Vues du maillage transversal. A gauche, cas de référence. A droite, après raffinement.

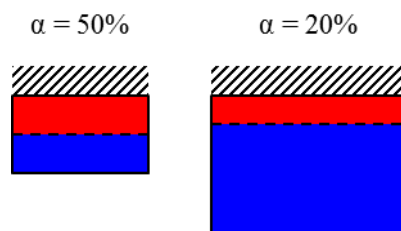
Un calcul est réalisé dans les mêmes conditions que le cas de référence présenté dans la section précédente (Figure IV-33). Dans ce calcul on voit des bulles se former dans le premier coude alors que sur le cas de référence elles apparaissent dans la zone proche de la sortie. Ces bulles restent petites, et dans la dernière zone droite finissent par grossir pour former les mêmes structures que pour le cas de référence (Figure IV-27).



**Figure IV-33.** Influence du maillage sur la création des bulles de vapeur.

Cette différence s'explique par le raffinement du maillage. En effet, le volume des cellules proches de la paroi est plus petit et cela a une influence sur la création des premières bulles. En effet, deux phénomènes sont liés à la taille de la maille proche paroi.

Pour une même masse de vapeur, une maille plus volumineuse aura un taux de vide moins élevé (Figure IV-34).

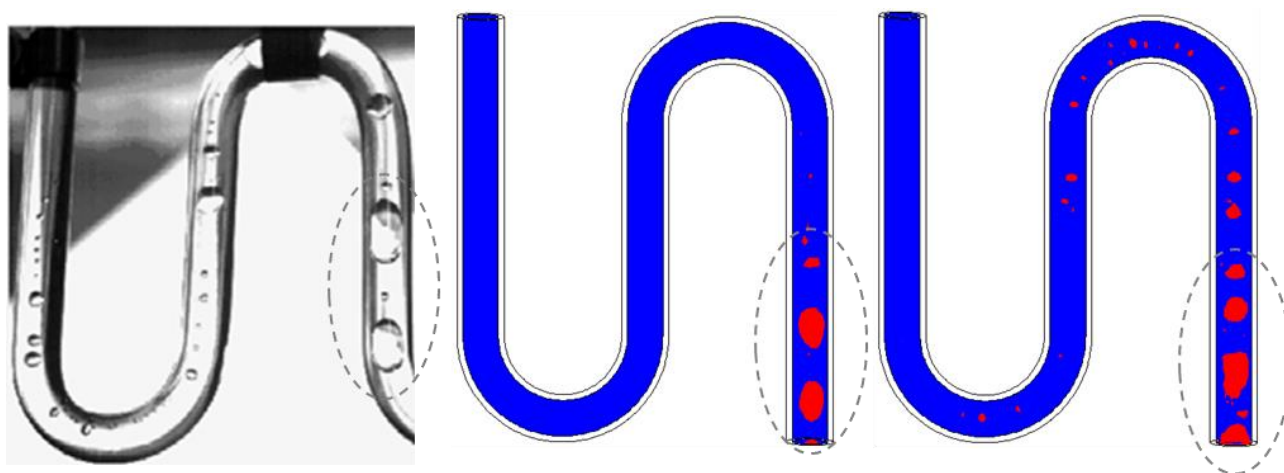


**Figure IV-34.** Illustration du changement de la valeur du taux de vide pour une même masse de vapeur dans une maille proche de la paroi.

Le raffinement du maillage permet donc un raffinement de l'interface liquide-vapeur, ce qui aura pour effet de faire apparaître des bulles plus petites. De plus, une bulle ne pourra jamais être plus petite que la taille de la maille.

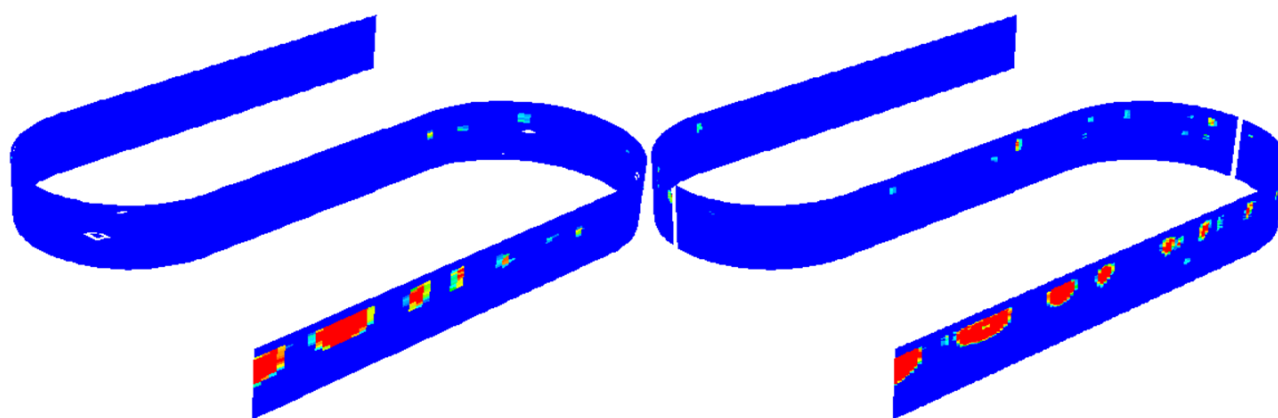
D'autre part, le critère que nous avons choisi au chapitre III pour le début de la création de vapeur dispersée est lié à la taille de la maille proche paroi. Le transfert de chaleur s'accompagne d'un transfert de masse de la phase liquide vers la phase vapeur quand l'enthalpie de la cellule dépasse l'enthalpie de saturation du liquide. Une maille moins volumineuse contient moins de masse de liquide, et moins d'énergie est donc nécessaire pour amorcer le changement de phase.

Cependant en comparant les deux calculs, l'un non raffiné et l'autre raffiné, il apparaît que la taille de la maille proche paroi influe uniquement dans la zone sous-refroidie après l'entrée du tube. En effet dans la zone saturée (le liquide est proche de la température de saturation), les formes de bulles sont les mêmes, indépendamment de l'amont (Figure IV-35).



**Figure IV-35.** Comparaison de la zone saturée avec et sans raffinement du maillage.

Le raffinement du maillage n'influence pas la forme et la taille des bulles. Celles-ci conservent leur sphéricité, ce qui confirme la bonne prise en compte de la tension superficielle par le code, et cela indépendamment du maillage (Figure IV-36).



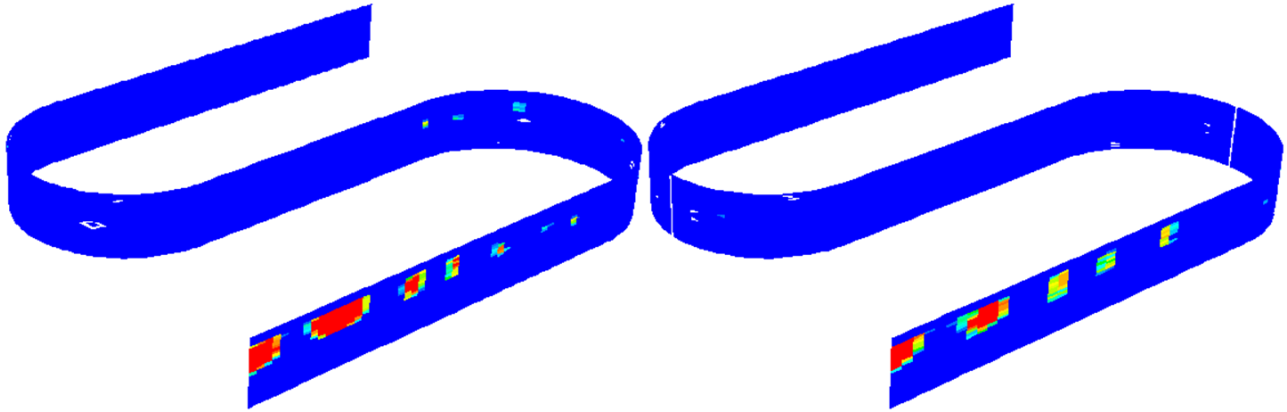
**Figure IV-36.** Effet du raffinement sur la forme des bulles. A gauche, cas de référence, à droite le cas raffiné.

Sur la Figure IV-35, la valeur du taux de vide est extrapolée depuis le centre des mailles sur les nœuds, permettant un lissage de la valeur, alors que sur la Figure IV-36 sont tracées directement les valeurs au centre des mailles. Le maillage est alors directement visible sur la figure, et cela permet de mieux voir l'influence de celui-ci sur l'interface calculée par le code. En effet, les valeurs affichées correspondent à ce qui est calculé, le code stockant les valeurs des champs calculés au centre des cellules. On comprend alors l'intérêt d'un

maillage raffiné qui permet, sans artifice d'interpolation, de mieux visualiser l'interface entre le liquide et la vapeur.

#### IV.3.2.2 Relaxation du maillage

Inversement, afin de déterminer la sensibilité du maillage dans le cas d'une relaxation, c'est-à-dire de la diminution du nombre de mailles le composant, la taille des mailles suivant l'axe du tube a été multipliée par 1,5, portant donc le nombre de mailles à 76020.



**Figure IV-37.** Effet de la relaxation du maillage. A gauche, cas de référence, à droite le cas avec le maillage relaxé.

De même qu'expliqué précédemment, ce cas ne permet pas la simulation fine des bulles dans la première partie du canal, et le contour des bulles est très grossier. Cependant, la structure des bulles et de l'écoulement, et les quantités de vapeur créée et d'énergie transmise sont retrouvées.

La relaxation du maillage peut donc permettre d'obtenir de premiers résultats sur un problème, grâce au fait que les quantités de vapeur et le transfert thermique restent corrects, tout en conservant la structure globale de l'écoulement. Cette solution peut alors ensuite servir de point de départ à un calcul plus raffiné, qui lui permettra de simuler les configurations d'écoulement de façon plus fine.

Le Tableau IV-10 résume pour les différents cas simulés dans les sections précédentes les valeurs de l'allongement du maillage (le rapport de la profondeur d'une cellule suivant l'axe sur sa largeur sur une coupe transversale), comparé aux valeurs utilisées ici pour les calculs avec changement de phase.

Cas	Czapp <i>et al.</i> (section IV.2.3.2)	Ujang <i>et al.</i> (section IV.2.3.3)	Ujang <i>et al.</i> (maillage relaxé)	Yang <i>et al.</i> (cas de référence)	Yang <i>et al.</i> (maillage raffiné)	Yang <i>et al.</i> (maillage relaxé)
Diamètre interne (m)	0,054	0,078	0,078	0,006	0,006	0,006
Nombre de mailles sur le diamètre	28	20	20	21	42	21
Largeur d'une maille (m)	0,002	0,0039	0,0039	$2,86.10^{-4}$	$1,43.10^{-4}$	$2,86.10^{-4}$
Profondeur d'une maille suivant l'axe (m)	0,01	0,01	0,039	0,001	0,0005	0,0015
Allongement	5	2,56	10	3,5	3,5	5

**Tableau IV-10.** Paramètres des maillages correspondant aux cas étudiés dans les sections précédentes, comparaison avec le cas de référence.

Un calcul a été réalisé sur le cas c de la section IV.2.3.3 avec des mailles de 0,039 m suivant l'axe du tube, correspondant à un allongement de 10, afin de tester l'influence du maillage sur la solution. Des vagues et des poches se forment, et les fréquences de passage sont les mêmes que celles obtenues avec le maillage de référence.

Le maillage peut donc être relaxé suivant l'axe de l'écoulement, si la zone à simuler se trouve dans la partie saturée de l'ébullition. La sous-saturation risque en effet d'être mal prise en compte en cas de maillages trop grossiers. D'autres tests seraient nécessaires pour vérifier la sensibilité du maillage à une relaxation du nombre de mailles sur le diamètre du tube. Il semble cependant qu'une vingtaine de mailles sur le diamètre reste une valeur basse pour ce nombre, au-delà l'interface risque d'être moins bien prise en compte.

### IV.3.3 Influence des conditions de fonctionnement

Afin de tester le modèle proposé, nous avons fait varier les paramètres expérimentaux suivant :

- le flux de chaleur apporté au système,
- le débit de liquide en entrée,
- le sous-refroidissement du liquide en entrée.

Ces paramètres d'entrée ont une influence directe notamment sur la création de la vapeur, et donc sur la structure de l'écoulement en évaporation.

Les différents cas utilisés par Yang *et al.* [91] sont résumés dans le Tableau IV-11 :

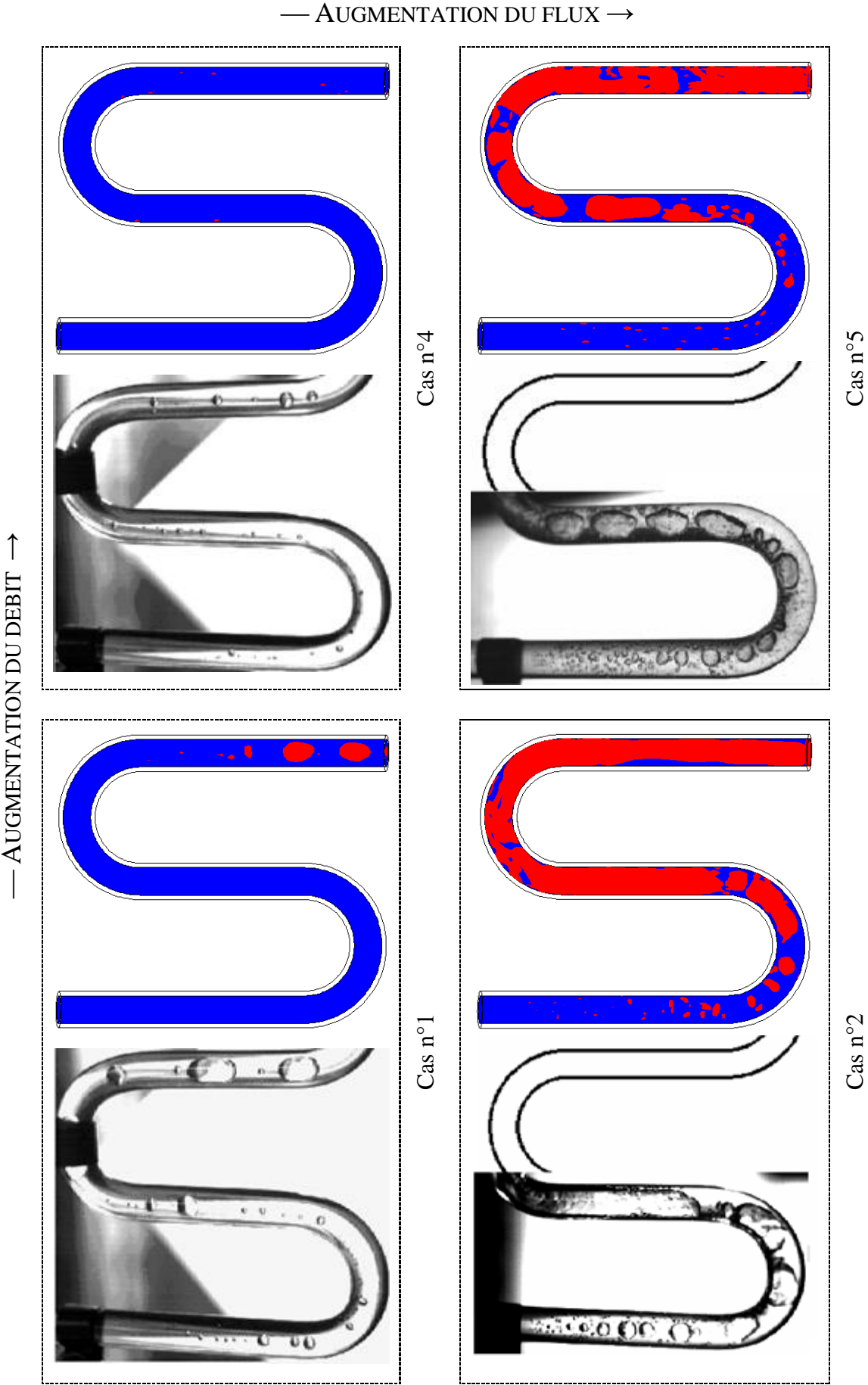
Nom du cas	Flux de chaleur (W/m <sup>2</sup> )	Débit en entrée (L/h)	Sous-refroidissement en entrée (K)
1 (référence)	6888	10	8,5
2	17848	10	8,5
4	6888	15	10,5
5	17848	15	8,5

**Tableau IV-11.** Liste des cas testés, correspondant à ceux de Yang *et al.* [91].

Le cas n°2 permet de tester l'augmentation du flux par rapport au cas de référence, au même débit d'entrée. Le cas n°4 est celui dans lequel le fluide qui circule est le plus sous-refroidi, du fait d'un débit d'entrée plus important et de 2 K de sous refroidissement en plus à l'entrée, combiné au même flux de chaleur que pour le cas de référence. Enfin le cas n°5 permet d'observer le comportement du système pour un flux et un débit d'entrée élevés.

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et nos calculs numériques sont présentés à la Figure IV-38. Les effets de l'augmentation du débit et de l'augmentation du flux de chaleur sont représentés.





**Figure IV-38.** Variation des conditions de fonctionnement. Comparaison des cas expérimentaux n°1, 2, 4 et 5 de Yang *et al.* [91] avec nos résultats numériques.

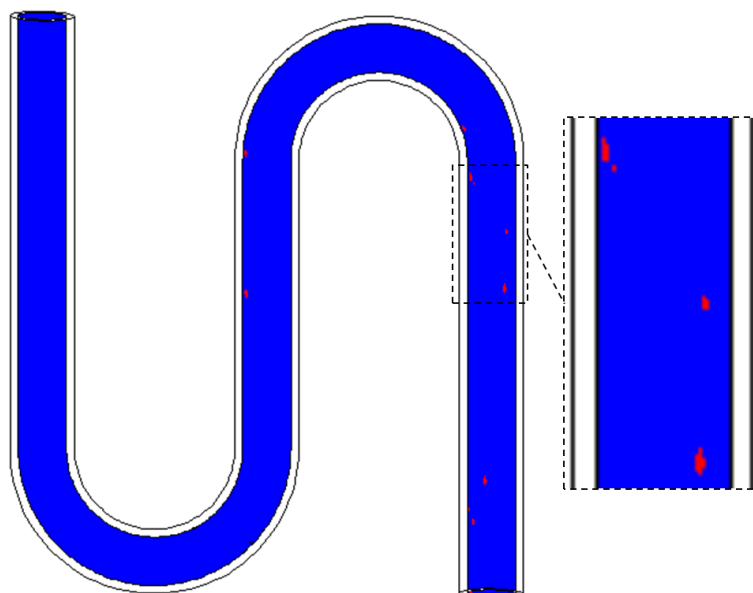
Les photos des cas n°2 et 5 sont incomplètes pour des raisons techniques selon les auteurs [91]. Ils précisent cependant que l'écoulement en aval pour ces cas est annulaire. Numériquement, on obtient un écoulement stratifié annulaire, c'est-à-dire que le liquide ne remonte pas jusqu'en haut du tube mais reste dans sa partie inférieure du fait de la gravité. Cette configuration d'écoulement est représentée sur la Figure IV-40.

Tous les cas présentent un début de l'ébullition un peu plus en aval par rapport au cas expérimental, cela étant dû au maillage utilisé qui n'est pas assez fin pour capturer les plus petites bulles.

Comme attendu, une augmentation du flux de chaleur apporté pour un même débit va augmenter la quantité de vapeur créée. La chaleur latente du fluide frigorigène utilisé étant assez faible, dès que le fluide arrive à température de saturation, celui-ci s'évapore donc rapidement.

À un flux de chaleur apporté constant, une augmentation de débit va retarder le début de l'ébullition.

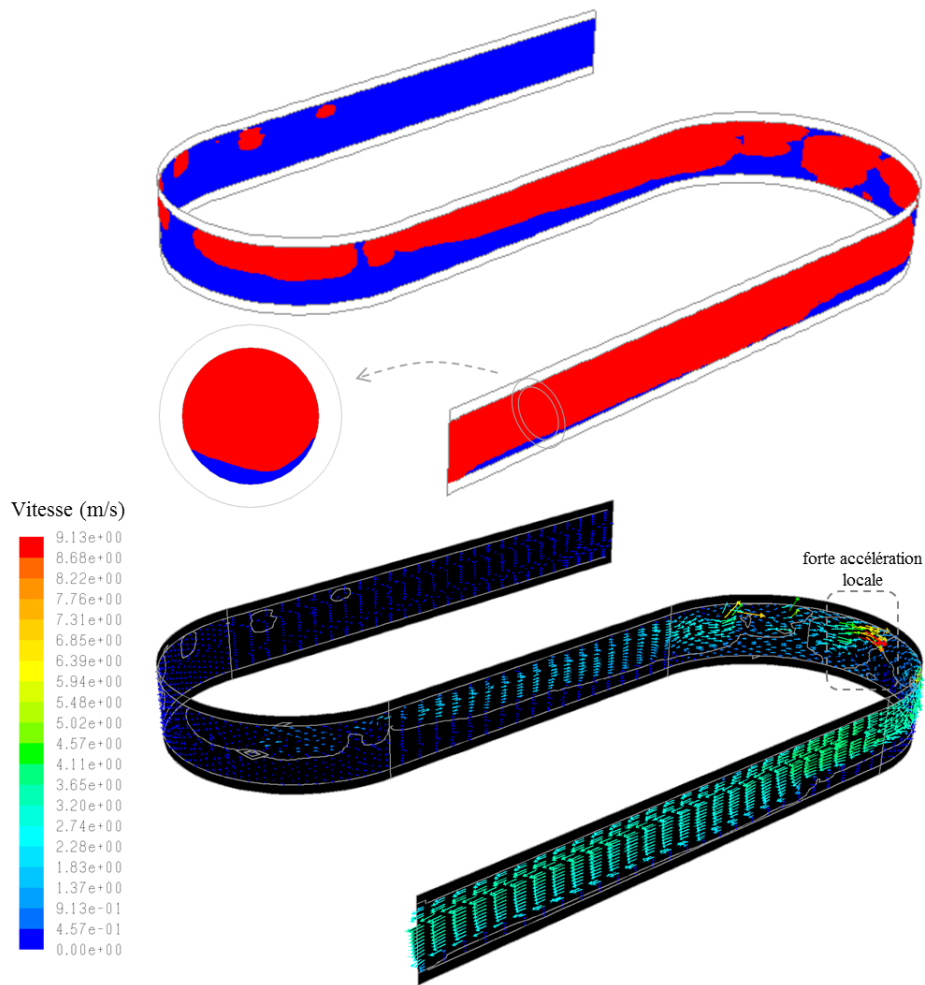
Du fait du fort sous-refroidissement du cas n°4, celui-ci nécessite au moins un raffinement de la première maille en paroi. Cela permet de réduire la taille des mailles proche paroi et ainsi de favoriser la création de bulles. Celles-ci restent cependant très fines, et sur la Figure IV-39 ne sont représentées que les valeurs de taux de vide supérieures à 5%, ce qui signifie qu'une interface nette n'est pas visible dans le code, car les bulles sont plus petites que la taille de la maille.



**Figure IV-39.** Détail du cas n°4.

Pour les cas n°2 et 5 où le flux de chaleur apporté est important, la structure de l'écoulement est très similaire entre l'expérimental et le numérique : des bulles se forment dans la première partie du canal, puis grossissent rapidement pour former des poches puis un écoulement annulaire (Figure IV-40). La différence de pression moyenne entre l'entrée et la sortie du canal est donnée expérimentalement par Huang *et al.* [94] sur le même dispositif : l'auteur trouve environ 0,14 bar de pertes de pression, nous retrouvons une perte de pression qui varie entre 0,1 et 0,4 bar, en fonction du passage des poches de vapeur.

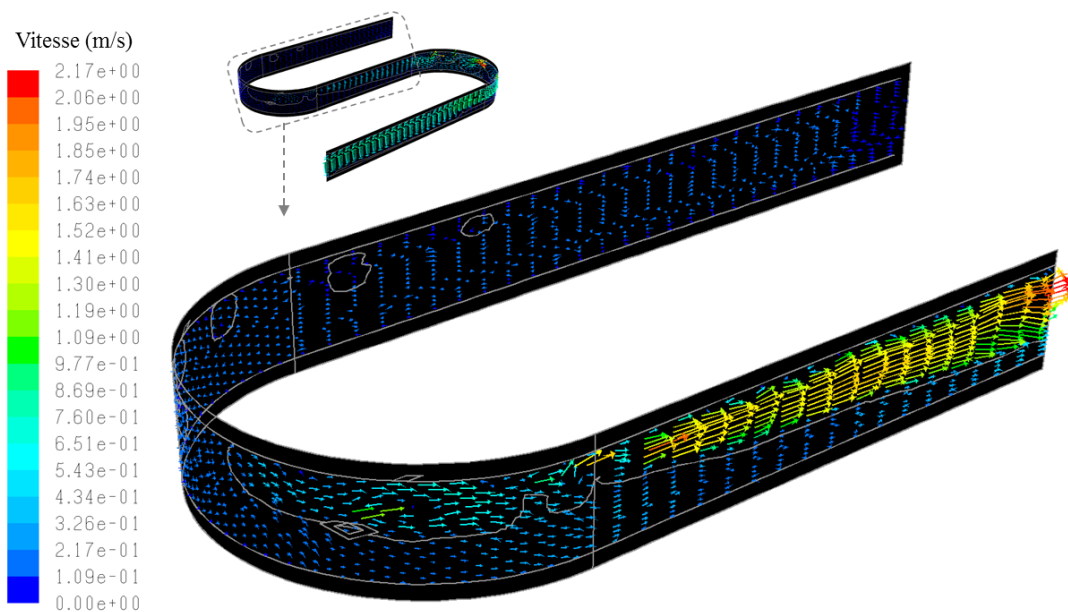
Les deux cas où de la vapeur est créée en grande quantité sur une courte distance mettent en évidence des phénomènes dynamiques. Pour cela le champ des vecteurs vitesse pour le cas n°2 est représenté sur la Figure IV-40. Localement, du fait des termes sources volumiques de création de vapeur (voir le chapitre III), il peut arriver que des quantités de vapeur non négligeables soient créées. Cela provoque alors des accélérations locales, pouvant d'ailleurs mener à des divergences numériques, si le pas de temps n'est pas adapté. Celui-ci doit donc soit être faible, soit pouvoir s'adapter en cas d'accélération.



**Figure IV-40.** Vue de côté de l'écoulement en évaporation.

Profil de taux de vide, détail sur l'écoulement stratifié annulaire. Champ des vecteurs vitesse, accélération locale.

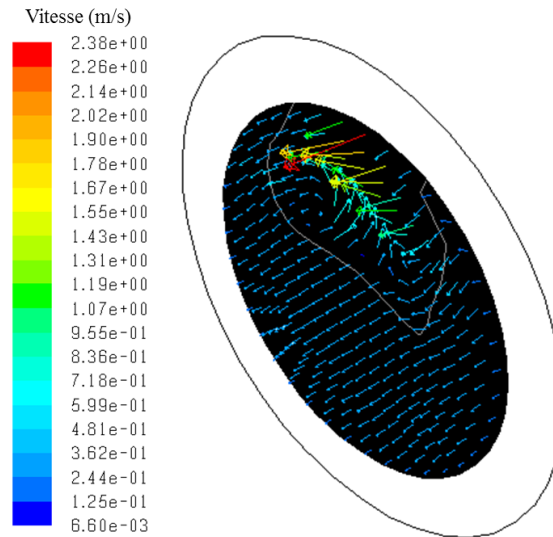
De plus, lorsque la vapeur dispersée est créée à la paroi, elle vient s'ajouter aux poches de vapeur déjà existantes dans le modèle VOF, et cela provoque une accélération globale de l'écoulement, visible en zoomant sur la première partie du canal (Figure IV-41).



**Figure IV-41.** Accélération de la vapeur due à l'expansion volumique sur le cas n°2, zoom et remise à l'échelle de la Figure IV-40.

#### IV.3.4 Effet de la condition de sortie

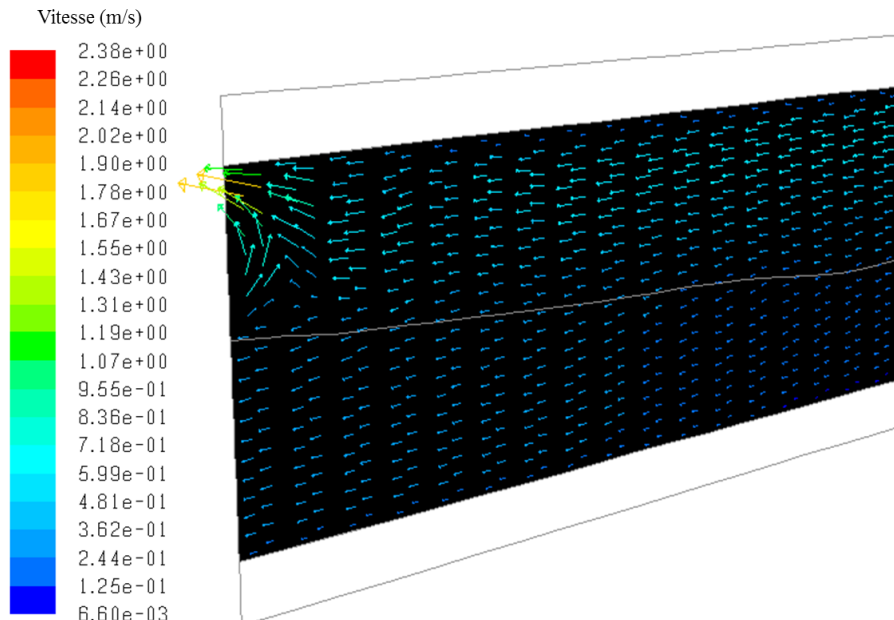
La condition aux limites de sortie est de type *pressure-outlet*, c'est-à-dire que la pression y est fixée (à une pression relative nulle dans notre cas). Celle-ci n'est pas parfaitement adaptée aux écoulements que nous étudions. Il est en effet observé des effets d'accélération de la vapeur à la condition de sortie (Figure IV-42).



**Figure IV-42.** Effet de la condition de sortie en pression sur la vitesse du fluide, sur la face de sortie, cas n°1.

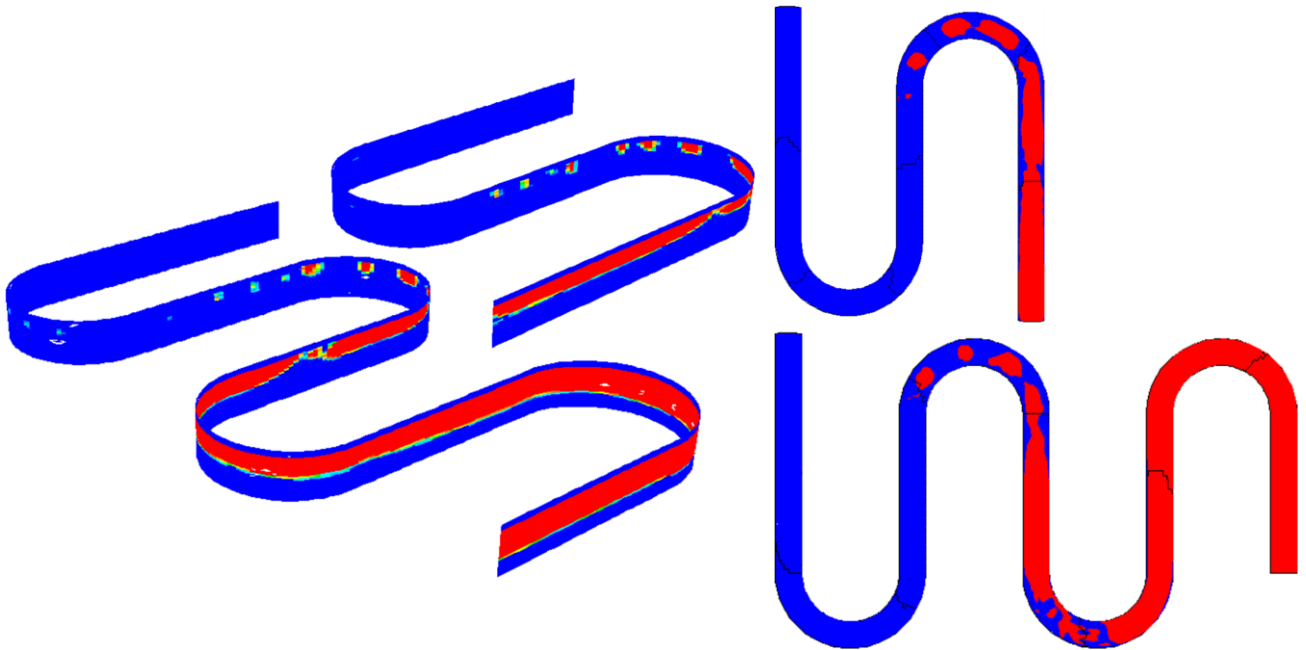
Cela pourrait s'expliquer par le fait que dans un écoulement stratifié, la pression dans le ciel de vapeur est un peu plus élevée que dans le liquide. Or la condition aux limites en sortie impose une pression uniforme nulle sur la surface. Il en résulte une accélération de la vapeur sur cette face correspondant à l'équilibre des pressions.

En fait l'accélération de la vapeur en sortie n'est que très locale (sur les 2 ou 3 dernières mailles suivant l'axe) et ne semble donc pas influencer le calcul (Figure IV-43).



**Figure IV-43.** Effet de la condition de sortie en pression sur la vitesse du fluide, sur un plan vertical.

Afin de vérifier l'effet de cette condition aux limites sur l'amont du calcul, le domaine est agrandi en ajoutant deux coudes supplémentaires. Les deux calculs sont présentés sur la Figure IV-44 :

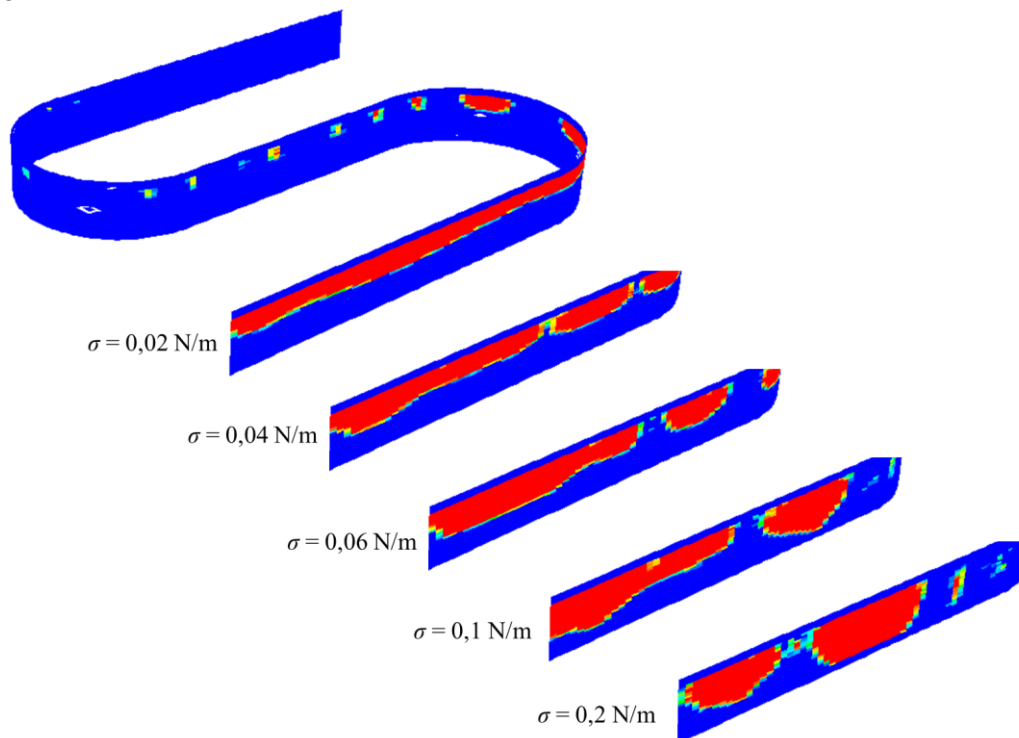


**Figure IV-44.** Effet de l'allongement du domaine de calcul.

Les résultats sont sensiblement identiques dans les deux cas, notamment en termes de taille et de forme des bulles créées. La condition aux limites en sortie n'influence donc pas l'amont du calcul. Une réflexion sur une condition aux limites mieux formulée serait néanmoins intéressante.

#### IV.3.5 Effet de la tension de surface et de l'angle de contact

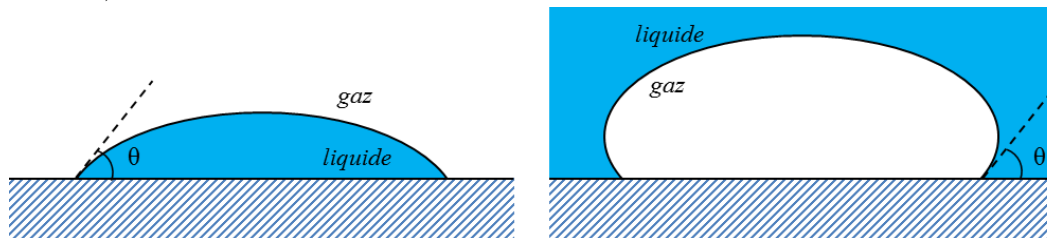
La tension de surface est un paramètre influençant grandement la taille et la forme des bulles dans le modèle VOF, il est donc intéressant de le faire varier. La tension superficielle utilisée par défaut pour le fluide frigorigène R-141b est de  $\sigma = 0,02 \text{ N/m}$ . Pour une visualisation plus aisée de l'effet de la tension superficielle, un flux de  $10000 \text{ W/m}^2$  est imposé sur l'écoulement, avec un débit de  $10 \text{ L/h}$ , ayant pour effet d'imposer un écoulement stratifié en sortie du dispositif. La tension superficielle est alors multipliée par 2, 3, 5 et 10 (Figure IV-45).



**Figure IV-45.** Effet de la tension superficielle sur la structure de l'écoulement.

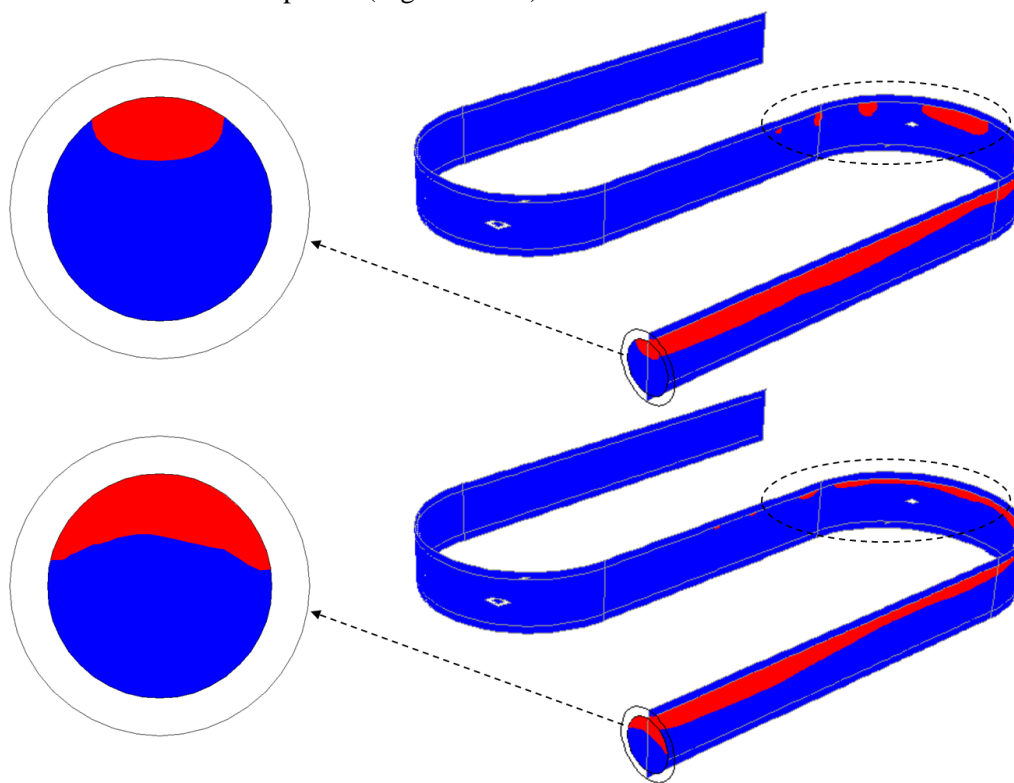
Ce changement a un effet direct sur la forme des bulles : plus la tension superficielle est élevée, plus la forme de la bulle est sphérique. Cela a un effet direct sur le mouillage de la paroi : en cas d'écoulement stratifié, la partie supérieure de la paroi chauffe, alors que la chaleur est mieux évacuée lorsque la paroi est remouillée. La tension superficielle est donc un paramètre important du calcul.

La forme des poches de vapeur est également influencée par l'angle de contact  $\theta$  entre la paroi, le liquide et le gaz (Figure IV-46).



**Figure IV-46.** Schéma de l'angle de contact d'une goutte et d'une bulle.

Cet angle est imposé dans nos calculs à  $45^\circ$  (tel que défini sur la Figure IV-46), le fluide frigorigène R-141b étant mouillant. En faisant varier ce paramètre, pour une tension superficielle donnée, la structure de l'écoulement en est directement impactée (Figure IV-47).



**Figure IV-47.** Effet de l'angle de contact (en haut,  $\theta = 45^\circ$ , en bas,  $\theta = 135^\circ$ ) sur la forme des structures de vapeur.

Ainsi dans le cas d'un fluide mouillant, comme le R-141b, les bulles ont une forme sphérique, le liquide ayant tendance à recouvrir la paroi. Dans le cas contraire, pour un angle de contact de  $135^\circ$ , le liquide s'éloigne de la paroi, ce qui a tendance à aplatir les bulles créées.

#### IV.3.6 Conclusion

Le modèle construit et présenté au chapitre III a donc pu être validé dans cette partie, pour différentes conditions d'entrée et différents flux de chaleur imposés. Il montre une bonne correspondance avec les données expérimentales, et permet de retrouver les configurations d'écoulement induites par l'évaporation d'un fluide dans un canal horizontal. Différents paramètres ont été testés, faisant apparaître un comportement physique cohérent.



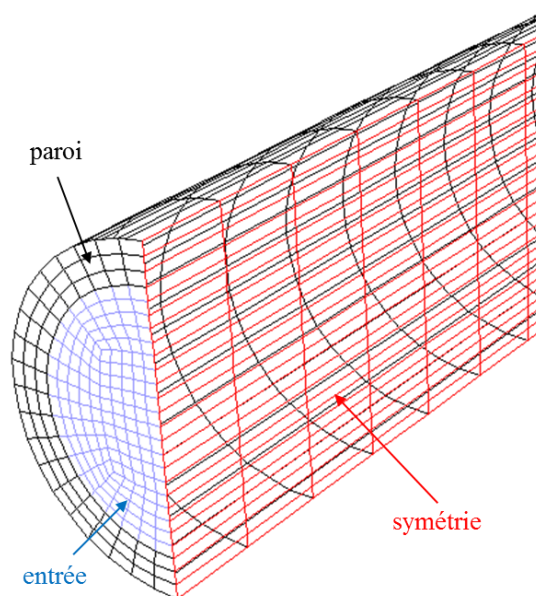
#### IV.4 Application à la simulation d'un tube récepteur de centrale solaire

Afin d'appliquer le modèle développé au chapitre III et validé dans la section IV.3, des calculs sont réalisés sur une géométrie représentative d'un tube récepteur horizontal d'une centrale solaire thermodynamique réelle (voir le chapitre I). Le but est de simuler le comportement de l'évaporation de l'eau sous pression et les régimes d'écoulement associés.

##### IV.4.1 Géométrie et maillage

La géométrie étudiée est un tube en acier, de diamètres externe et interne respectivement  $D_{ext} = 33$  mm et  $D_{int} = 25$  mm, et de longueur 30 m, correspondant à un rapport longueur sur diamètre  $L/D_{int}$  de 1200. La pression interne est de 100 bar, correspondant à une température de saturation de 311°C (soit 584,15 K). Le liquide entre avec un débit massique de 0,286 kg/s, et sa température est fixée à 2 K sous la température de saturation. En effet, le flux de chaleur relativement modéré sur ce type de centrales assure une augmentation douce de la température dans la zone monophasique liquide. Un flux de chaleur de 40 kW/m<sup>2</sup> est imposé sur la moitié inférieure du récepteur, correspondant à un flux solaire concentré par des miroirs de Fresnel arrivant sur le récepteur.

Le maillage est structuré de la même façon que dans les sections précédentes, avec 20 mailles disposées sur le diamètre (voir la Figure IV-19) et 3 mailles dans l'épaisseur de la paroi (Figure IV-48). La longueur des mailles suivant l'axe est de 0,01 m, portant le nombre total de mailles à 630000. Dans le but de diminuer le temps de calcul, une symétrie suivant le plan vertical médian du tube est supposée, de la même façon que dans les chapitres précédents.



**Figure IV-48.** Géométrie et maillage utilisé.

L'hypothèse de symétrie suivant l'axe a été vérifiée par un calcul sur un tube de longueur 2 m. Pour cette longueur, les débits de création de vapeur, les fréquences de passage des bulles en sortie et la puissance transmise au fluide sont identiques entre un tube sans symétrie et un tube avec une symétrie.

Les propriétés physiques de l'eau à la pression de 100 bar viennent de la base de données IAPWS IF-97, compilée dans le logiciel X Steam Tables [161]. Elles sont données dans le Tableau IV-12.

Un flux de chaleur constant de 40 kW/m<sup>2</sup> est imposé sur la moitié inférieure du tube, comme c'est le cas pour la centrale réelle. Le diamètre des bulles utilisé pour le transport de la phase vapeur dispersée a été calculé grâce à la corrélation de Ünal [162] comme étant égal à 0,75 mm.

Eau à P = 100 bar			
$T_{sat}$ (K)	584,15		
$T_{sat}$ (°C)	311		
$h_{lv}$ (J/kg)	1318218		
$\sigma$ (N/m)	0,012		

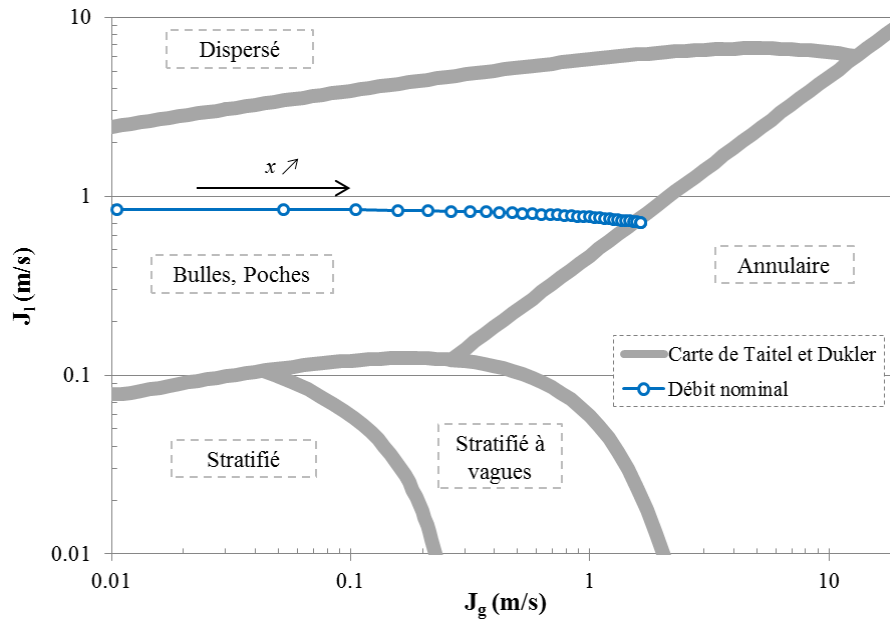
  

Phase liquide		Phase vapeur	
$\rho_l$ (kg/m <sup>3</sup> )	688,7	$\rho_v$ (kg/m <sup>3</sup> )	55,5
$\mu_l$ (kg/m/s)	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$\mu_v$ (kg/m/s)	$2 \cdot 10^{-5}$
$\lambda_l$ (J/m/K)	0,52	$\lambda_v$ (J/m/K)	0,08
$C_{p,l}$ (J/kg/K)	4500	$C_{p,v}$ (J/kg/K)	3000
$h_{l,sat}$ (J/kg)	1407258	$h_{v,sat}$ (J/kg)	2725476

**Tableau IV-12.** Propriétés physiques de l'eau à 100 bar.

#### IV.4.2 Résultats

Afin de prévoir les régimes d'écoulements qui peuvent s'établir dans le récepteur, la carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8] est tracée en fonction des propriétés physiques de l'eau à 100 bar et du diamètre du tube utilisé (voir le chapitre II). Elle est tracée sur la Figure IV-49 en fonction des vitesses superficielles liquide et gaz.

**Figure IV-49.** Evolution des vitesses superficielles de liquide et de gaz lors de l'évaporation pour une longueur de 30 m, correspondant au cas numérique étudié.

Les points sont placés sur une carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8].

On peut ainsi voir l'évolution des vitesses superficielles liquide et gaz au cours de l'évaporation. Les points partent d'un titre nul (un écoulement tout liquide) et sont tracés jusqu'à la fin du tube, soit pour une longueur de 30 m. Les régimes décrits par la carte sont donc un écoulement intermittent de bulles et de poches, jusqu'à un régime annulaire.

La Figure IV-50 permet de visualiser les régimes d'écoulement alors obtenus par la simulation avec notre modèle, pour un tube récepteur de 30 m de longueur.



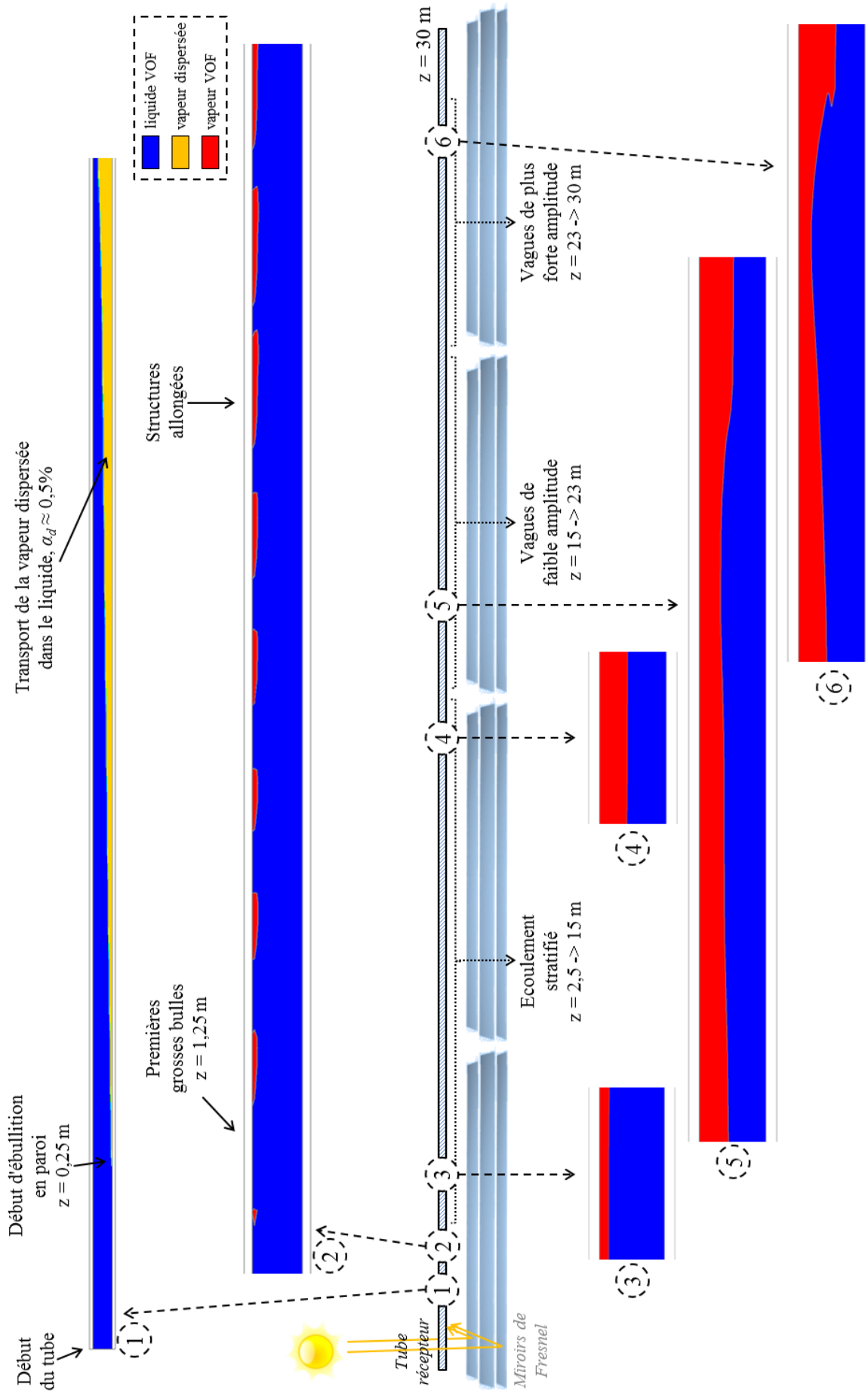


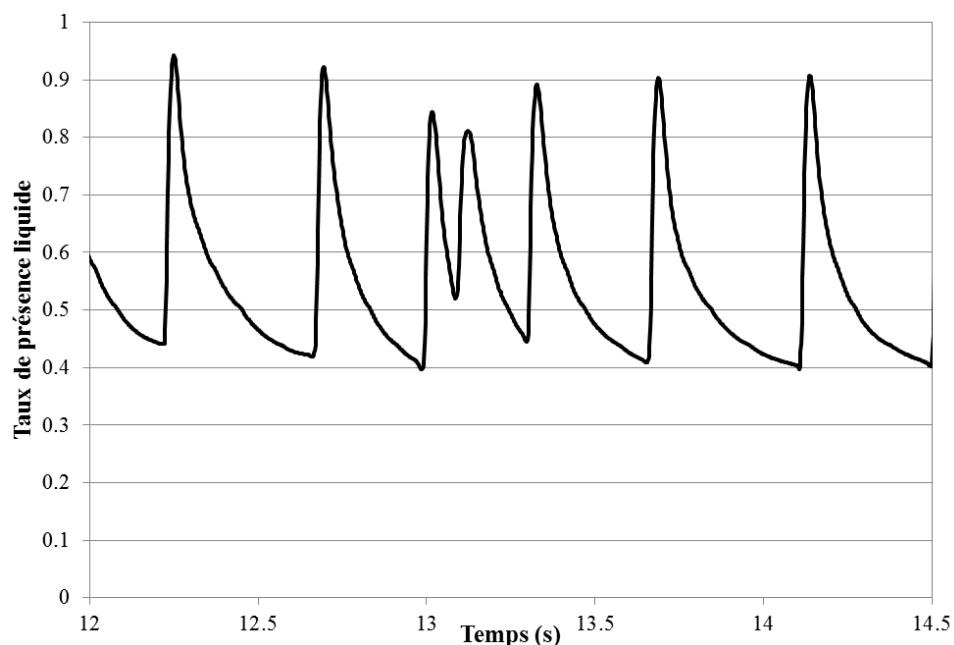
Figure IV-50. Evolution des régimes d'écoulement le long du tube récepteur d'une centrale solaire à concentration.

Plusieurs régimes d'écoulement sont visibles le long de l'évaporation : au début du tube, l'eau est sous forme liquide et sous-refroidie : elle s'échauffe alors progressivement. Le point de début de l'ébullition (ONB, Onset of Nucleate Boiling) est visible en affichant le champ du taux de présence de la vapeur dispersée. La vapeur dispersée est créée sur la paroi interne inférieure, et est transportée dans le liquide, jusqu'en haut du tube.

Là, les premières grosses bulles de vapeur VOF se forment et s'allongent au fur et à mesure que la vapeur dispersée vient les alimenter par le dessous. Elles ont une forme allongée, due entre autres à la tension superficielle faible de l'eau à cette pression.

Puis l'écoulement se stratifie, et reste assez calme du fait de la faible différence de vitesse entre le liquide et la vapeur. Des vagues de faible amplitude se propagent tout de même, et finissent par devenir visibles vers une longueur de 15 m. Là, ces vagues grandissent mais sans jamais atteindre le haut du tube et former de poches.

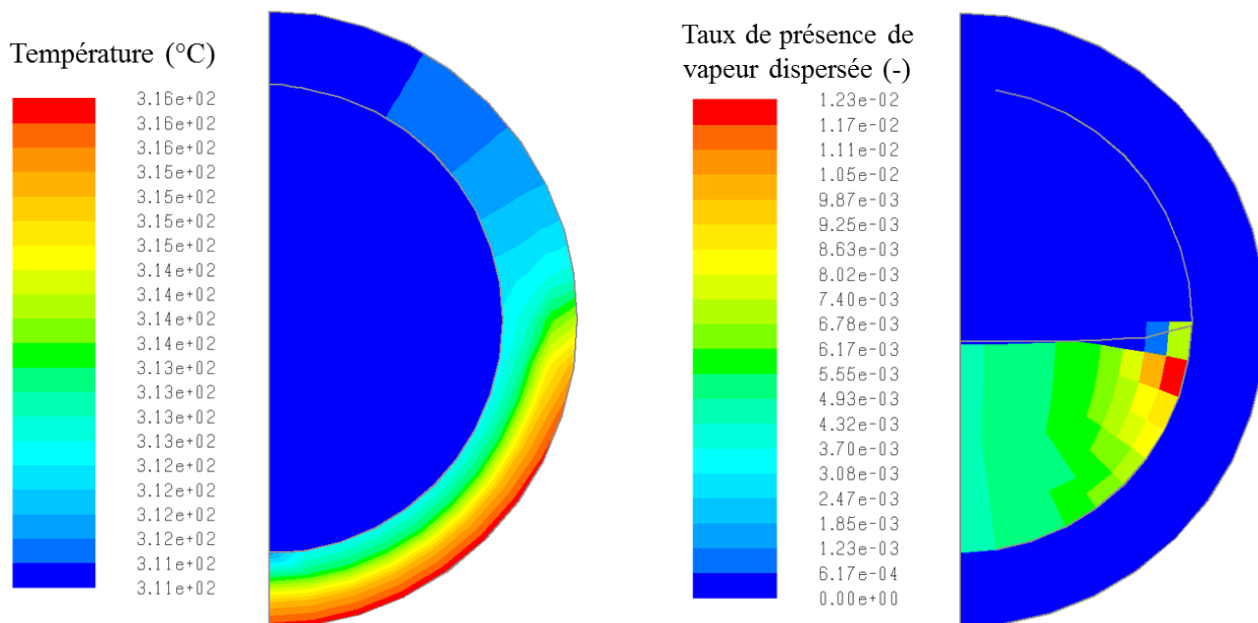
Au final, à une longueur de 30 m, un écoulement intermittent à vague est observé. En traçant le taux de présence liquide en fonction du temps à la sortie du canal, on voit bien le liquide passer avec intermittence (Figure IV-51).



**Figure IV-51.** Passage de vagues en sortie du tube pour le cas nominal.

Les pics du taux de présence de liquide observés sur la Figure IV-51 n'atteignent jamais la valeur de 1, indiquant le liquide n'atteint pas le haut du tube et donc que seules des vagues sont trouvées en sortie du tube. La fréquence mesurée de passage des vagues est d'environ 2,5 Hz.

Du fait de l'application du flux de chaleur sur la moitié inférieure du tube récepteur, la distribution de température dans la paroi n'est pas symétrique par rapport à un plan horizontal (Figure IV-52).

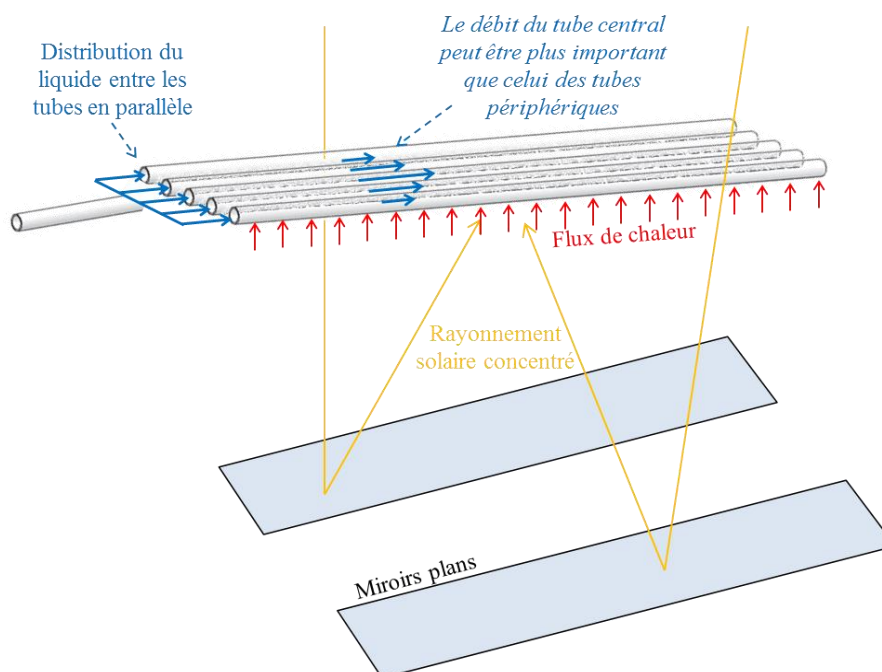


**Figure IV-52.** À droite, champ de température (en °C), à une distance de 25 m de l'entrée.  
À gauche, taux de présence de vapeur dispersée, et interface liquide-vapeur.

Cela implique donc que la vapeur dispersée est principalement créée sur la partie inférieure du tube (à cause de la surchauffe locale de la paroi), et monte ensuite jusqu'à l'interface liquide-vapeur, comme cela peut être observé sur la Figure IV-52.

#### IV.4.3 Variation du débit d'entrée

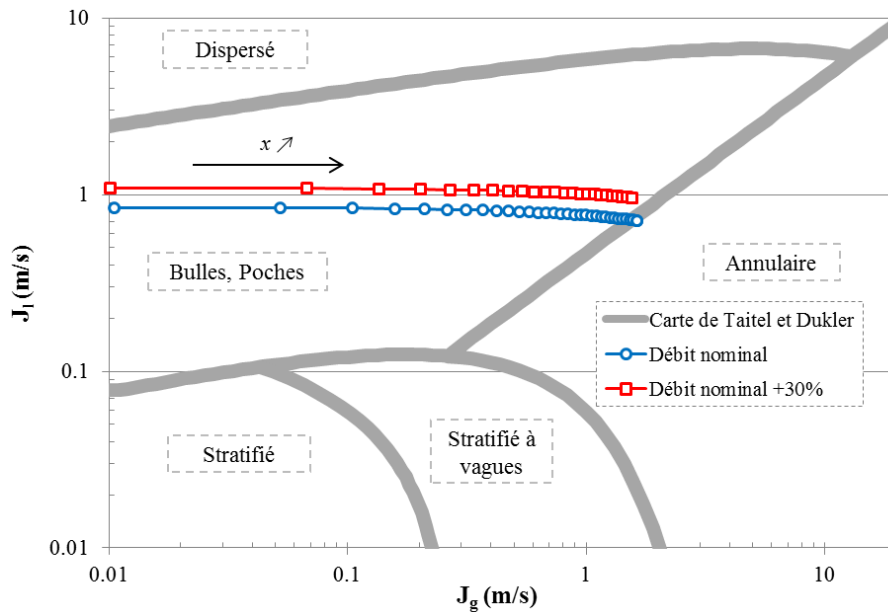
Ce modèle offre la possibilité d'étudier de manière détaillée les conséquences d'une mauvaise distribution du liquide causée par un distributeur en entrée de plusieurs tubes placés en parallèle (Figure IV-53).



**Figure IV-53.** Récepteur solaire composé de plusieurs tubes en parallèle.  
Le tube central reçoit potentiellement plus de débit que les autres.

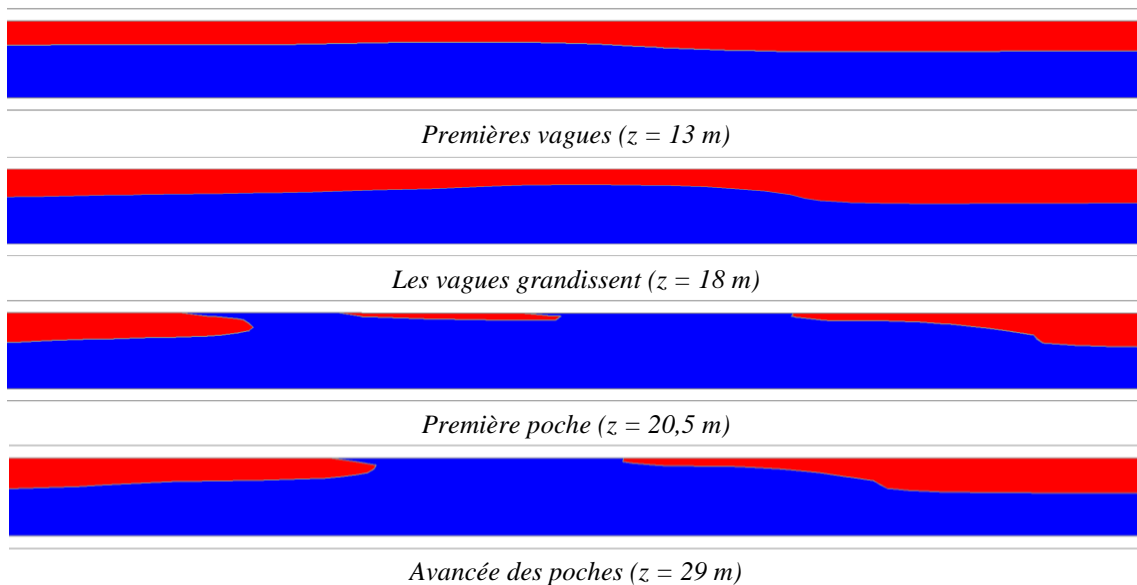
En effet dans ce cas, deux tubes en parallèle reçoivent le même flux de chaleur, mais avec des débits d'entrée différents à cause de la distribution du fluide en entrée. Cela implique donc une modification des régimes d'écoulement, qui peut être retrouvée grâce au modèle.

Pour illustrer ce cas, un second calcul est réalisé toujours sur un tube, avec le même flux de chaleur apporté ( $40 \text{ kW/m}^2$  sur la face inférieure du tube), mais le débit d'entrée est augmenté de 30%. Cela décale le chemin de l'évaporation sur la carte de Taitel et Dukler [8] :



**Figure IV-54.** Effet de l'augmentation du débit d'entrée sur la carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8].

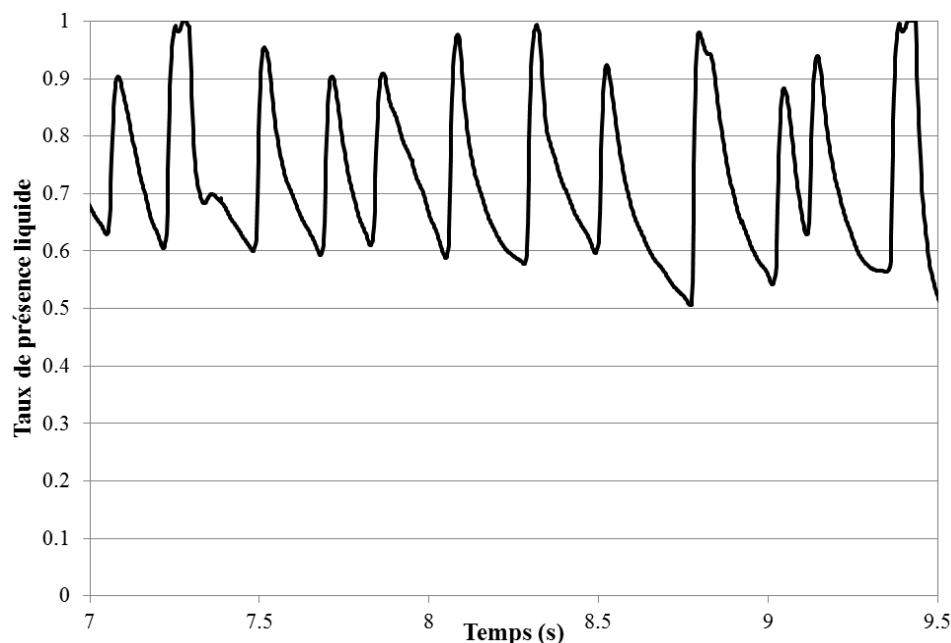
Dans ces conditions, les régimes d'écoulement sont modifiés par rapport au cas précédent. Le début de l'évaporation est le même dans les deux cas, commençant par de la vapeur dispersée transportée dans le liquide, puis des bulles de vapeur VOF dont la taille augmente. Un écoulement stratifié apparaît alors de la même façon, et la différence de vitesse entre le liquide et la vapeur commence à créer des instabilités. Celles-ci grandissent alors, mais cette fois atteignent haut du tube pour former des poches, de la même façon que dans la section IV.2.3 (Figure IV-55).



**Figure IV-55.** Régimes d'écoulement à différentes distances de l'entrée.

Cela est dû au fait que dans ce cas, le débit de liquide est plus important pour le même flux de chaleur : la vapeur est alors créée de façon moins rapide, et ceci permet au liquide de pouvoir atteindre le haut de la conduite.

Le taux de présence liquide est tracé en fonction du temps sur la Figure IV-56. Dans ce cas le taux passe à 1 lors du passage de poches. La fréquence de passage des poches en sortie a augmenté, et est presque doublée pour passer en moyenne à 4,5 Hz.



**Figure IV-56.** Passage de vagues et de poches en sortie du tube dans le cas d'une augmentation de débit de 30%.

La perte de pression sur la longueur du tube est retrouvée par rapport à la corrélation de Friedel [56] présentée au chapitre I. Pour le cas nominal elle est en moyenne de 0,10 bar (0,14 bar prévus par la corrélation), et dans le cas de l'augmentation du débit elle passe 0,15 bar (pour 0,18 bar prévus). La perte de pression est plus importante dans le cas de la maldistribution, du fait de l'augmentation de débit.

#### IV.4.4 Conclusion

Le processus d'évaporation dans le tube récepteur d'une centrale solaire à concentration a pu être simulé sur les 30 premiers mètres, laissant apparaître une évolution nette des régimes d'écoulement. Les régimes obtenus sont différents de ceux prévus par la carte de Taitel et Dukler, mais bien que faisant référence pour les écoulements diphasiques horizontaux, elle n'est pas construite pour prendre en compte les effets de l'évaporation.

Le modèle permet de faire apparaître une modification des régimes d'écoulement lors de la variation du débit d'entrée due à une maldistribution en entrée. En faisant varier d'autres paramètres d'entrée comme le flux de chaleur apporté, il pourrait permettre de dimensionner au mieux les tubes récepteurs lors des transitoires nuageux par exemple.

Des calculs supplémentaires seraient intéressants, notamment sur une longueur plus importante, afin d'observer l'écoulement à des taux de vide plus grands où un régime stratifié annulaire serait alors attendu : le liquide remonterait le long des parois, poussé par la vapeur à grande vitesse au cœur de l'écoulement. Un système entier de plusieurs tubes placés en parallèle à la suite d'un distributeur pourrait également être simulé.

### IV.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que le modèle diphasique VOF du code Fluent était apte à simuler les régimes d'écoulement stratifié et intermittent adiabatiques dans les canaux horizontaux. Les résultats numériques ont été validés quantitativement, notamment en termes de fréquence de passage des poches.

Puis le modèle présenté au chapitre III a été utilisé afin de simuler l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'application d'un flux de chaleur sur un écoulement horizontal, sur la géométrie de l'étude expérimentale de Yang *et al.* [91]. Les résultats ont été confrontés aux données de ces travaux, et ont montré une très bonne correspondance pour différentes conditions d'utilisation.

Ceci permet de valider le modèle, qui a été ensuite appliqué à un cas réel correspondant à l'évaporation dans un tube récepteur d'une centrale solaire à concentration. L'évolution des régimes d'écoulement, depuis les premières bulles dispersées jusqu'au passage de larges poches de vapeur a pu être reproduite avec succès. En faisant varier le débit à l'entrée, les variations des régimes d'écoulement sont nettes : on passe d'un régime à vagues à un régime à poches et bouchons. On pourra donc utiliser ce modèle dans le cadre du dimensionnement de tels systèmes.



# Chapitre V

**Définition et dimensionnement d'un  
dispositif expérimental de validation**

---





## V.1 Introduction et objectifs de l'installation

Le chapitre II ayant permis de dresser l'état de l'art dans le domaine des études expérimentales sur la visualisation des écoulements en changement de phase, il est apparu un manque de tels dispositifs pour la validation de calculs CFD. De plus, les rares travaux présentent parfois des résultats partiels, et des données quantitatives seraient parfois nécessaires pour compléter les photographies prises de l'écoulement en évaporation.

Face à ce manque de données expérimentales, une installation permettant de répondre pleinement à nos besoins de validation, de façon qualitative et quantitative, a donc été conçue et dimensionnée. Cependant, pour des raisons d'arbitrage financier, la construction n'a pas pu aboutir. L'étude réalisée est donc décrite dans ce chapitre, car ce dispositif serait un réel avantage pour valider des résultats de logiciels traitant des larges structures dans les écoulements en changement de phase, afin de mieux comprendre leurs évolutions.

Les objectifs du dispositif expérimental sont multiples :

- Pouvoir simultanément chauffer et visualiser l'écoulement en changement de phase (cf. Figure V-1),
- Avoir une longueur suffisante pour visualiser l'évolution des régimes d'écoulement diphasiques,
- Permettre des mesures locales thermiques et hydrauliques dans l'écoulement et à la paroi.

L'approche choisie est donc plutôt phénoménologique, mais aussi quantitative avec accès aux mesures de certaines grandeurs dans l'écoulement et à la paroi.

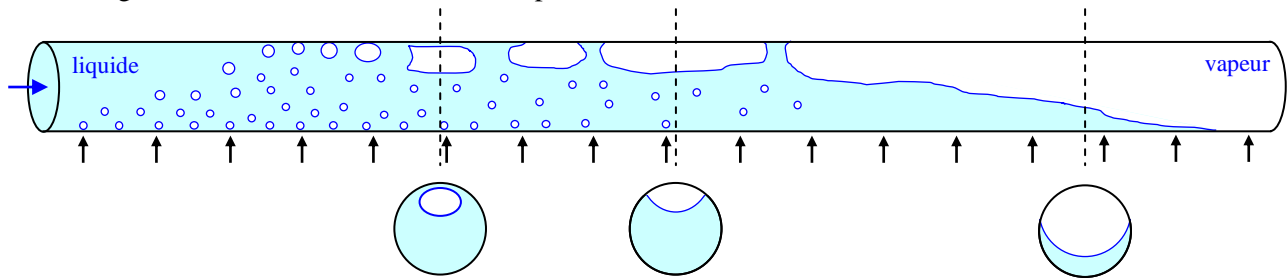


Figure V-1. Evolution des régimes d'écoulement dans un tube horizontal

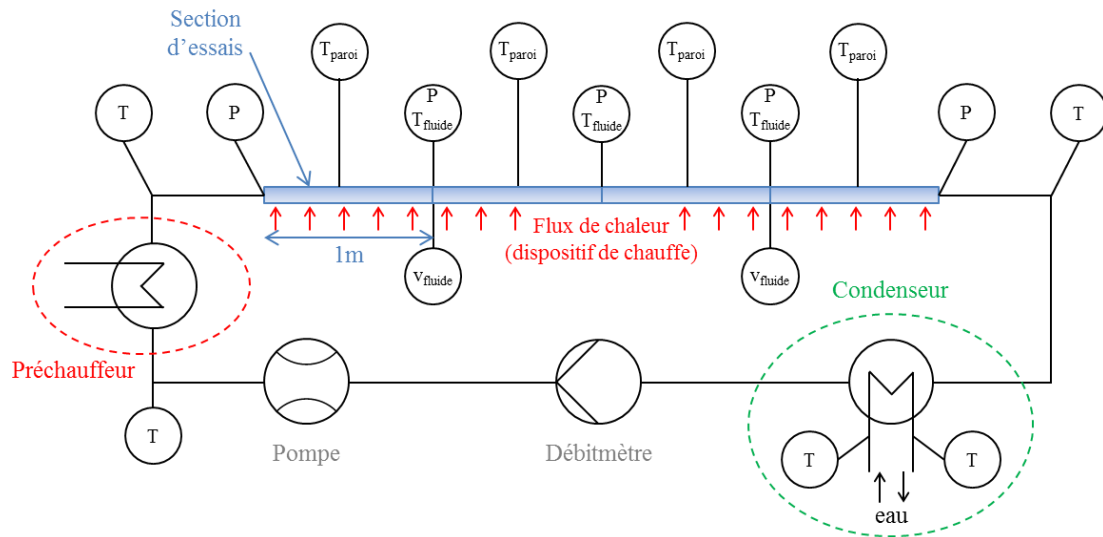
## V.2 Architecture du dispositif

Afin d'étudier un écoulement en changement de phase de façon visuelle, deux problèmes se posent. La transparence impose de ne pas pouvoir isoler la section d'essais (d'où des pertes de chaleur potentielles) et le moyen de chauffe doit être transparent.

Il découle de ce premier point que les dispositifs "classiques" de chauffe (cordons ou films chauffants, par exemple) devront être écartés. Il en résulte que la puissance transférée sera a priori peu importante, ce qui impose d'utiliser un fluide de travail autre que de l'eau. En effet l'eau a besoin d'une quantité de chaleur importante pour s'évaporer. Un réfrigérant dont la température de saturation est basse sera donc utilisé, permettant aussi de minimiser les pertes. En effet, la température de la section d'essais étant proche de la température ambiante, les pertes seront d'autant plus faibles. Un dispositif de chauffe adapté devra être imaginé, permettant les visualisations de l'écoulement. Celles-ci seront réalisées à travers un tube transparent en quartz. Ce matériau est choisi pour sa bonne conductivité thermique ( $\lambda \approx 10 \text{ W/m/K}$ ) et sa bonne résistance mécanique, notamment aux chocs thermiques. Le tube aura des diamètres intérieur et extérieur respectivement de 22 mm et 25 mm, afin de respecter les diamètres caractéristiques des récepteurs de centrale solaire, ainsi qu'une longueur de 4m environ par un assemblage de tronçons de 1m.

Un schéma de principe de l'installation complète est donné sur la Figure V-2. Le montage expérimental se décompose en trois parties :

- le "circuit de fluide frigorigène" comprenant la "section d'essais",
- un "dispositif de chauffe" symbolisé sur la Figure V-2 par le flux de chaleur apporté à la section d'essais.



**Figure V-2.** Schéma fluidique de l'installation

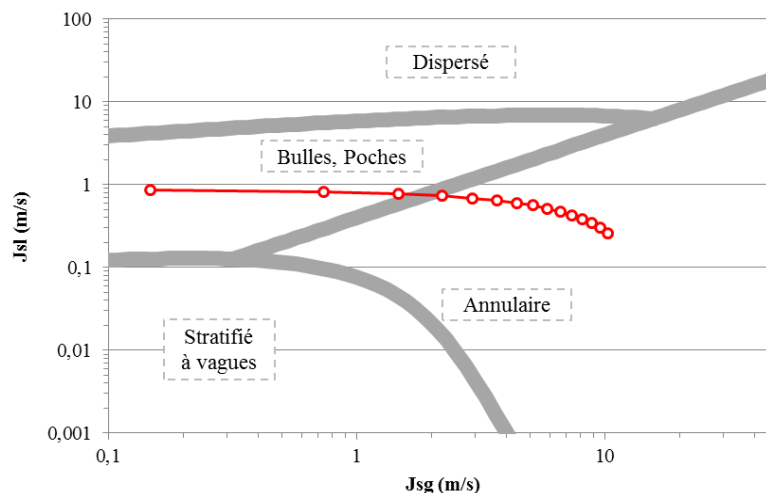
La section d'essais est à l'intersection des deux circuits : elle est raccordée au circuit de réfrigérant, et est chauffée par le circuit de chauffe.

Dans un premier temps, un fluide de travail va être sélectionné parmi les fluides frigorigènes disponibles. Les différents dispositifs vont être décrits, et diverses solutions de chauffe vont être étudiées pour finalement en retenir une, qui va être dimensionnée en détail.

### V.3 Choix du fluide de travail

Afin de représenter les régimes d'écoulement présents dans le tube récepteur de la centrale solaire (cf. Figure V-1), un cas de référence est utilisé, représentant un mode de fonctionnement typique de la centrale étudiée. Pour un diamètre interne de 20 mm, un débit de vapeur de de 1 kg/s en sortie d'évaporateur est fixé dans le cahier des charges, le titre en sortie étant de 0,7 (en sortie la vapeur et le liquide sont séparés, le liquide étant réinjecté dans le champ solaire et la vapeur étant dirigée vers la zone de surchauffe). Le flux de chaleur nominal est supposé fixe à 40 kW/m<sup>2</sup>, correspondant à l'ensoleillement d'une belle journée (environ 800 W/m<sup>2</sup>) concentré 50 fois à l'aide de miroirs.

La carte de Taitel & Dukler [8], parfois utilisée en première approche pour le dimensionnement de telles centrales [163], est tout d'abord tracée avec les propriétés physiques de l'eau à 80 bar et les vitesses superficielles de liquide et vapeur correspondant aux données obtenues lors du pré-dimensionnement de la centrale en projet au laboratoire (cf. Figure V-3).



**Figure V-3.** Carte de Taitel & Dukler, tracée pour les propriétés physiques de la centrale solaire

Sur cette carte sont représentés les différents régimes par lesquels le fluide de la centrale solaire est sensé passer d'après le modèle de Taitel & Dukler. Il est donc attendu des régimes à bulles et poches, puis annulaires quand la quantité de vapeur créée devient importante. Notre but est donc de s'approcher au mieux de ces régimes d'écoulement grâce au fluide de travail.

Une recherche a été effectuée parmi les fluides disponibles dans le commerce pour en trouver un qui nous permette de travailler autour de la température ambiante afin de minimiser les pertes thermiques. Aussi est-il nécessaire de trouver un fluide de travail changeant de phase à basse température. Pour des raisons de simplicité de visualisation, le travail sous pression est évité, et il est choisi de travailler à pression atmosphérique.

Les critères de sélections qui ont été retenus sont les suivants :

- travail à pression atmosphérique,
- $T_{sat} \in [30 ; 50^{\circ}\text{C}]$ ,
- fluide disponible à la vente.

Parmi les réfrigérants existants et disponibles (non proscrits par le protocole de Montréal de 1987 et ses différents amendements), seuls deux ont été retenus d'après les critères énoncés ci-dessus :

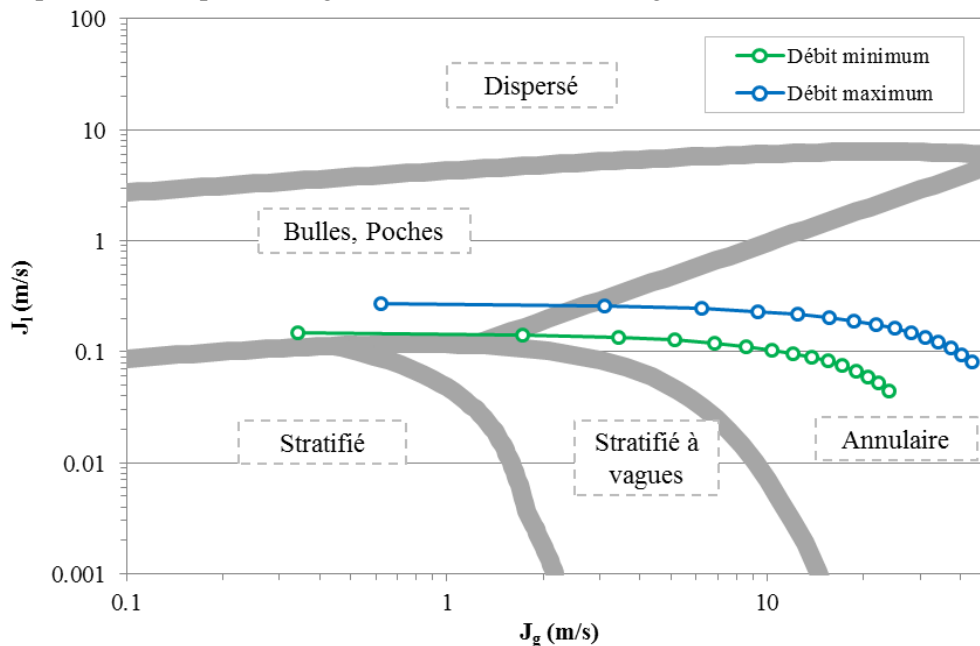
- R-245ca :  $T_{sat} = 25^{\circ}\text{C}$
- HFE-7000 (commercialisé par 3M<sup>TM</sup> Novec<sup>TM</sup>) :  $T_{sat} = 34^{\circ}\text{C}$

Le fluide avec la plus haute température de saturation, le HFE-7000, a été finalement choisi, dans le but notamment de pouvoir travailler en été avec des températures proches de  $30^{\circ}\text{C}$  sans avoir des problèmes d'évaporation du fluide. Les caractéristiques de ce fluide sont données dans le Tableau V-1 :

HFE-7000								
$T_{sat} @ P_{atm} (^{\circ}\text{C})$	$P_{crit}$ (bar)	$\rho_l$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_v$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_l / \rho_v$ (-)	$\mu_l$ (Pa.s)	$\mu_v$ (Pa.s)	$\sigma$ (N/m)	$h_{lv}$ (kJ/kg)
34	24,8	1380	7	196	$4,09.10^{-4}$	$1,01.10^{-5}$	0,0124	142

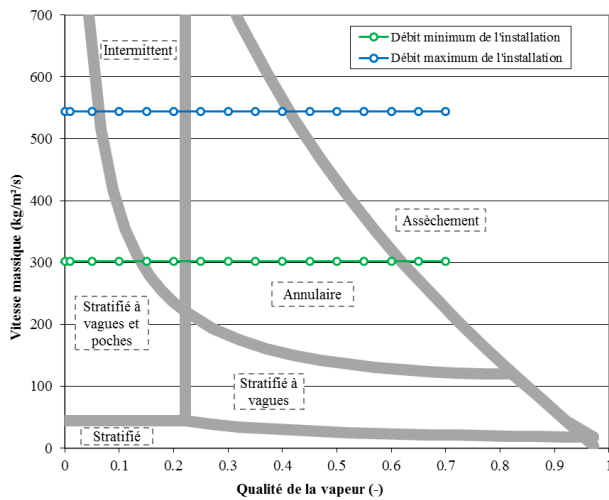
**Tableau V-1.** Propriétés physiques du HFE-7000 (données de 3M)

Une carte de Taitel & Dukler est ensuite tracée pour ce fluide, en faisant varier le titre de 0 à 0,7. Les débits minimum et maximum sont respectivement de 0,11 et 0,21 kg/s. Proche du débit maximum, les régimes d'écoulement attendus pour la centrale solaire peuvent être reproduits. A débits plus faibles, des régimes d'écoulement plus stratifiés pourront également être étudiés (cf. Figure V-4).

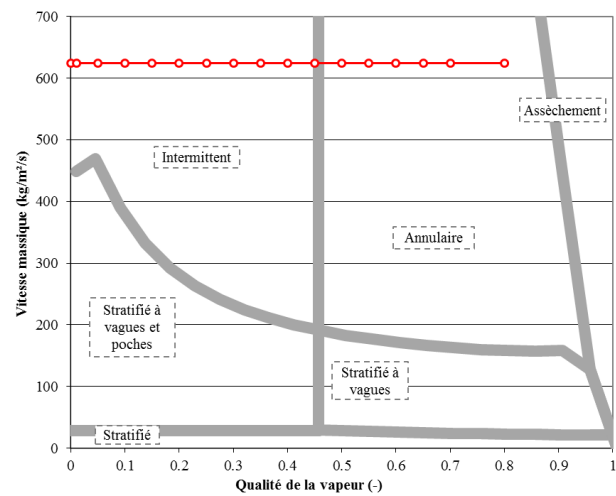


**Figure V-4.** Carte de Taitel & Dukler, tracée pour les propriétés physiques de l'installation expérimentale

Bien que couramment utilisée, la carte de Taitel & Dukler n'est pas bien adaptée aux écoulements avec changement de phase [84]. Afin de prédire plus précisément les régimes escomptés dans la section d'essais, la carte de Wojtan [49;164] est tracée séparément, d'un côté avec les propriétés physiques de la boucle et les débits minimum et maximum (cf. Figure V-5) et de l'autre avec les propriétés physiques et le fonctionnement nominal de la centrale solaire étudiée (cf. Figure V-6) :



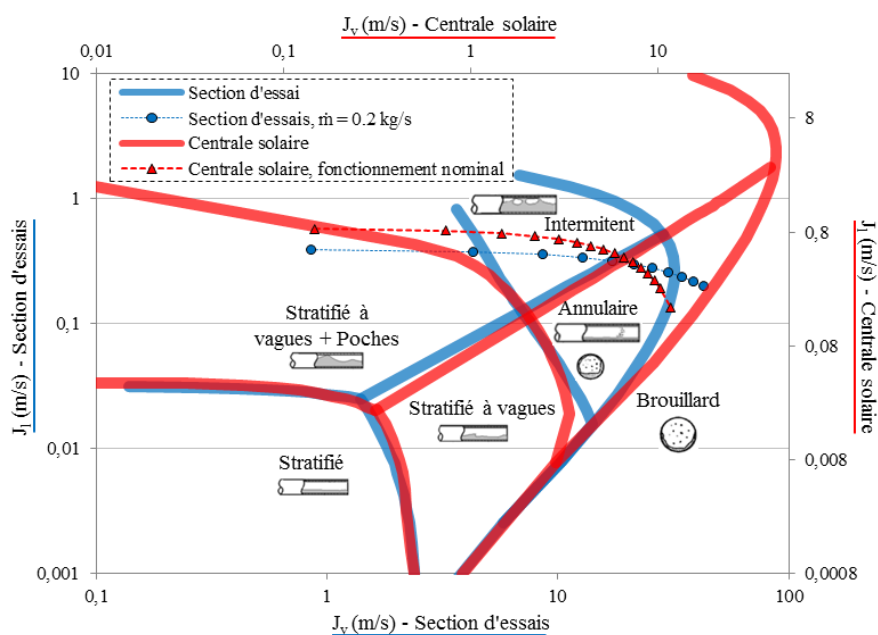
**Figure V-5.** Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de l'installation expérimentale.



**Figure V-6.** Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de la centrale solaire.

Le dispositif expérimental pourra ainsi parcourir les régimes stratifié à vague et poches, intermittent (appelé aussi poches et bouchons), annulaire voire atteindre l'assèchement par endroits.

Afin de mieux comparer les régimes d'écoulement attendus pour la centrale solaire et l'installation expérimentale, les deux cartes précédentes sont superposées, et tracées en termes de vitesses superficielles de vapeur et de liquide (cf. Figure V-7). Deux axes des abscisses et deux axes des ordonnées sont utilisés, pour les propriétés physiques et le régime de fonctionnement nominal de la centrale solaire, ainsi que pour les propriétés physiques et un point de fonctionnement à fort débit du dispositif expérimental. Il peut être observé sur cette figure que les régimes d'écoulement de la centrale solaire vont pouvoir être approchés par l'écoulement dans la section d'essais.



**Figure V-7.** Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de la centrale solaire superposée à celle pour les propriétés et les points de fonctionnement de l'installation expérimentale

Il convient donc de se placer à un débit massique nominal d'environ 0,2 kg/s pour un diamètre de tube de 25 mm avec le fluide de travail choisi, pour avoir un comportement représentatif d'une centrale solaire avec ce dispositif expérimental.

#### V.4 Le circuit de réfrigérant

Afin de faire s'évaporer le fluide de travail dans la section d'essais, un circuit est nécessaire pour le faire circuler et l'amener à la température voulue, puis le recondenser. Le schéma de principe de ce circuit dans lequel circule le réfrigérant HFE-7000 est présenté sur la Figure V-8 :

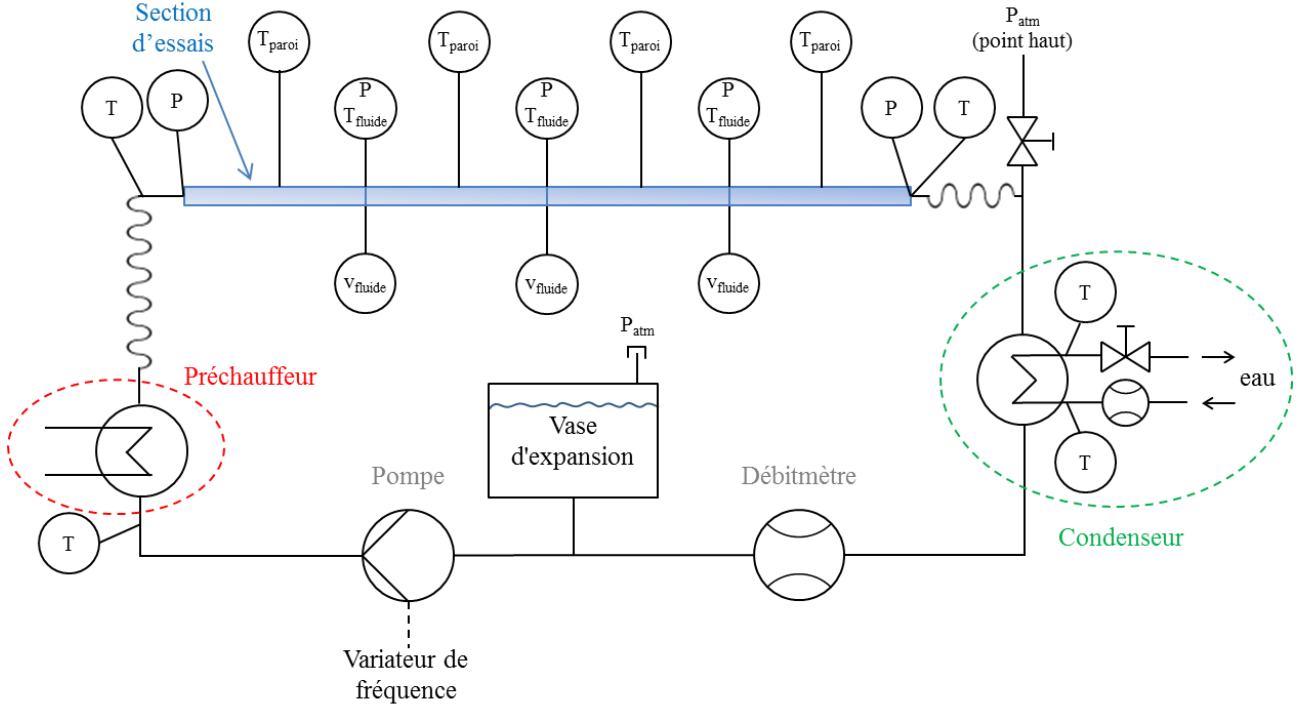


Figure V-8. Schéma fluidique du circuit de réfrigérant

La gamme de débit est fixée d'après l'étude des cartes d'écoulement entre 0,1 et 0,2 kg/s de HFE-7000. Un condenseur de 15 kW environ est placé à la sortie de la section d'essais afin de retransformer la vapeur créée en liquide. La puissance du condenseur est calculée pour condenser un titre de 0,5 au débit maximum et abaisser la température du liquide de 2°C en dessous de le température de saturation.

$$Q = x_{\max} \cdot \dot{m}_{\max} \cdot h_{lv} + \dot{m}_{\max} \cdot C_p \cdot \Delta T = 0,5 \times 0,2 \times 142000 + 0,2 \times 1300 \times 2 = 15 \text{ kW} \quad \text{V.1}$$

Il est prévu une mesure de température par un thermocouple différentiel entre l'arrivée et la sortie d'eau de refroidissement afin de pouvoir réaliser des bilans de puissance en combinaison avec une mesure de débit d'eau. Le condenseur permet de ramener le fluide à un état liquide, et en contrôlant la température du liquide en sortie, la part de la puissance ayant servi pour le changement de phase, et donc le titre en sortie de la section d'essais sont connus.

L'échangeur de préchauffe est dimensionné pour pouvoir réchauffer le débit maximum de 10°C :

$$Q = \dot{m}_{\max} \cdot C_p \cdot \Delta T = 0,2 \times 1300 \times 10 = 2,6 \text{ kW} \quad \text{V.2}$$

Un réservoir relié à l'atmosphère est placé entre la pompe et le débitmètre afin de fixer un point de pression dans le circuit et d'absorber les différences de volume dues à l'évaporation dans le tube.

Un pompe est nécessaire pour faire circuler le fluide, mais les pertes de pression étant faibles dans l'installation (de l'ordre de 0,5 bar) et le débit également faible, celle-ci ne sera pas de grande taille.

Un débitmètre massique de type Coriolis est nécessaire pour connaître avec précision le débit de HFE-7000 circulant dans le circuit et ainsi réaliser les bilans.

Afin de permettre d'adapter la taille de la section d'essais si besoin, des flexibles isolés raccordent la section d'essais. De plus, ils permettent de s'affranchir des vibrations de la pompe et des autres éléments du circuit. Comme la taille standard des tubes transparents dans l'industrie est de 1 m, la section d'essais est composée d'un assemblage de 4 tubes de 1 m. Ils sont reliés entre eux par des pièces usinées de longueur 50 à 100 mm permettant de garantir une certaine mobilité mécanique de l'ensemble et d'y faire passer des moyens de mesure : deux mesures de température et une mesure de pression. Des passages étanches pour des mesures de vitesse liquide par des sondes à fil chaud peuvent être également prévus dans les pièces usinées (cf. Figure V-9). Ces sondes devront cependant au préalable être étalonnées dans un écoulement monophasique contrôlé de réfrigérant HFE, en phases liquide *et* vapeur.

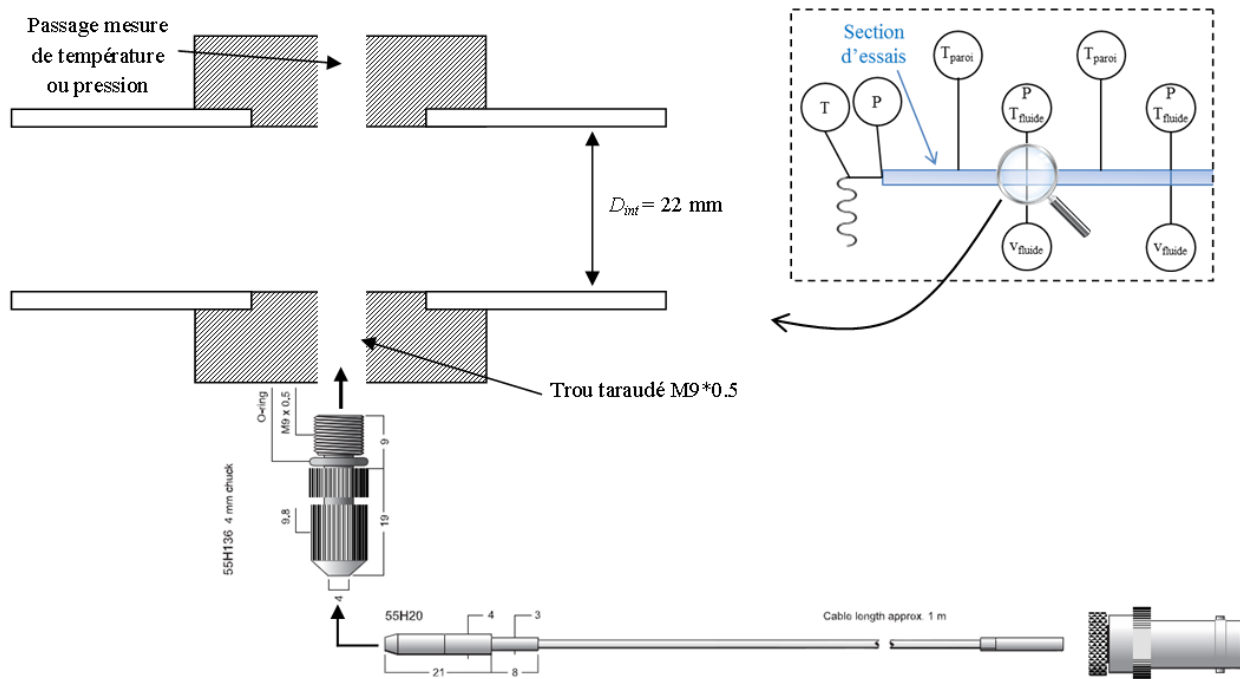


Figure V-9. Mise en place des sondes à fil chaud pour la mesure de vitesse locale dans l'écoulement

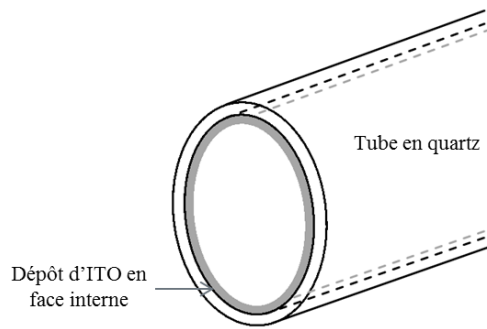
## V.5 Le dispositif de chauffe

### V.5.1 Solutions envisagées

Apporter de la chaleur au fluide tout en gardant une visualisation possible de l'écoulement est un vrai défi, et peu d'installations de ce type ont été trouvées dans la littérature. Toute la difficulté du dispositif de chauffe réside donc dans cette capacité à garder une visualisation sur le fluide en évaporation circulant dans la zone chauffée. Plusieurs solutions ont été envisagées afin de répondre à ces exigences, et finalement l'une d'elles a été retenue.

#### V.5.1.1 Dépôt d'Oxyde Transparent Conducteur

La première solution consiste à s'inspirer des travaux de la littérature et d'utiliser un oxyde transparent conducteur (TCO pour Transparent Conductive Oxide en anglais). Il s'agit d'un matériau conducteur électrique mais gardant une transparence dans le visible. Il est déposé en couche mince sur un substrat (cf. Figure V-10). La solution envisagée est de recouvrir en face interne ou externe le tube de la section d'essais afin de le chauffer directement par effet Joule.



**Figure V-10.** Schéma de principe du dépôt de TCO

Après une recherche des industriels pouvant effectuer ce type de dépôt, il est apparu que 2 principales techniques de dépôt existaient début 2012 au stade industriel :

- *Le dépôt PVD (Physical Vapor Deposition)* : c'est une méthode de dépôt sous vide de films minces, utilisée principalement pour des applications en photovoltaïque (contacts transparents). Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet des dépôts que sur des surfaces planes et peu importantes (typiquement de l'ordre de grandeur d'un wafer de silicium). Cette méthode n'a donc pas été retenue.
- *Le dépôt en phase liquide* : C'est une technique utilisant une encre précurseur sol-gel d'oxyde ITO qui est appliquée sur des surfaces transparentes. Les possibilités de dépôts par spray, trempage, rouleau encreur ou tampon rendent son utilisation peu coûteuse aussi bien en machine qu'en technicité d'exploitation [165]. Un seul industriel (RBNano à Strasbourg) utilise cette méthode (depuis 2007), qui permet donc un dépôt sur des surfaces non planes et à plus grande échelle. La couche d'ITO est une nano-couche ( $1,5\ \mu\text{m}$  max) composée de 90% de  $\text{In}_2\text{O}_3$  (oxyde d'indium) et 10% de  $\text{SnO}_2$  (oxyde d'étain)

Le dépôt par phase liquide a été choisi pour une investigation plus poussée. Les solutions industrielles proposées étaient soit un dépôt par trempage à l'intérieur du tube (en bouchant à une extrémité et en remplissant le tube de solution) ou par spray à l'extérieur du tube. Le principal problème de mise en œuvre n'est pas le dépôt en lui-même mais plutôt le recuit qui va devoir être fait du dépôt (à une température d'environ  $400\text{-}500^\circ\text{C}$ ). La taille du tube étant importante il nous a été proposé de demander une place dans un four à un verrier. Il a également été proposé une solution qui serait de chauffer avec un chalumeau en tournant le tube de façon homogène.

Les problèmes liés à cette technologie sont cependant multiples :

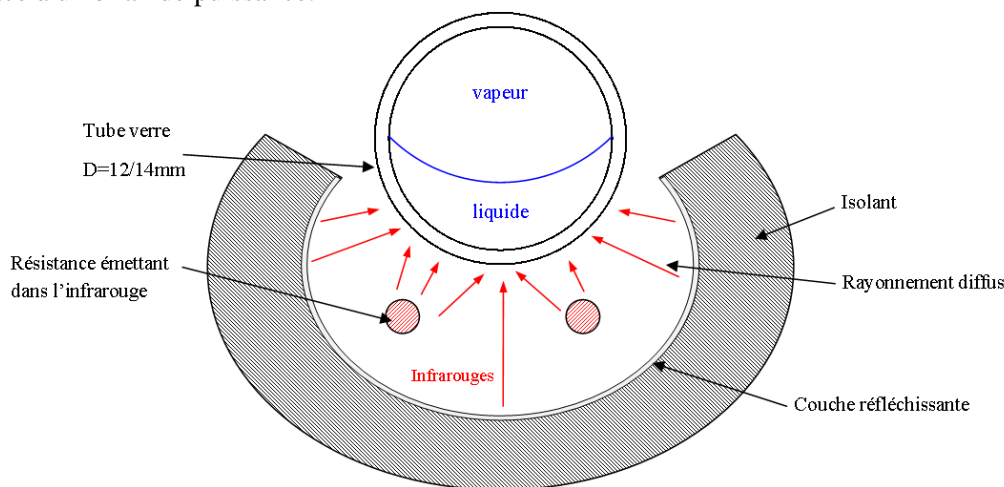
- Le premier est qu'il est difficile de contrôler l'homogénéité du dépôt, qui influera directement sur la puissance apportée par effet Joule. Les endroits plus minces seront plus chauffés, ce qui peut également amener une détérioration mécanique de la couche. Par ailleurs, la tenue mécanique de la couche n'est pas assurée dans le temps (cependant, le recuit étant effectué à haute température, il peut être utilisé facilement à température moyenne sans trop de dilatation, la couche étant relativement poreuse).
- Le dépôt et le recuit n'avaient jamais été effectués dans cette configuration par l'industriel à la date de la prospection.
- Une autre question était de savoir si la couche pouvait fournir assez de puissance par effet Joule. Cela est directement lié à l'épaisseur et la conductivité de la couche. Un ordre de grandeur donné par l'industriel est une épaisseur de  $1,5\ \mu\text{m}$  et une résistivité de  $10^{-5}\ \Omega\cdot\text{m}$ . Afin de transmettre la puissance voulue (environ  $2500\text{W}$  sur 1 mètre), il aurait donc fallu une haute tension d'environ  $500\text{V}$  et presque  $5\text{A}$ . Outre des questions de sécurité, notamment pour la visualisation avec une caméra rapide proche du tube, la question de la tenue mécanique de la couche d'oxyde se posait aussi pour de telles puissances électriques.
- Le contact électrique entre le générateur et la couche pour faire passer une grande puissance n'est pas facile à réaliser, car le fil provenant du générateur aurait probablement un diamètre de l'ordre du millimètre, à mettre en contact avec une couche de l'ordre du micromètre en évitant les points chauds et les pertes électriques.



En conclusion, cette solution n'a pas été retenue pour la section d'essais du présent travail. Cependant le chauffage par dépôt d'ITO est une solution intéressante du point de vue des possibilités d'utilisation mais non triviale à mettre en œuvre. Le dépôt par phase liquide d'ITO amène cependant de nombreuses possibilités de configurations, comparé au dépôt classique par phase vapeur sous vide. La puissance à apporter ne doit pas être trop importante afin de ne pas arriver à des voltages trop importants dans la couche.

#### V.5.1.2 Chauffage par Infrarouges

Un dispositif permettant un chauffage par Infrarouges a été imaginé : il s'agit d'un four semi-circulaire placé sous le tube de la section d'essais (cf. Figure V-11). Des résistances chauffantes placées dans la cavité rayonnent et les infrarouges sont absorbés par la paroi en verre du tube (le verre absorbe bien les infrarouges moyens, le quartz leur est complètement transparent). Le but est de faire passer la puissance voulue en évitant les pertes. En faisant circuler du liquide seul, il est possible de remonter à la puissance transférée au fluide grâce à un bilan de puissance.



**Figure V-11.** Schéma du système de chauffe par infrarouges

L'inconvénient majeur de cette solution vient de la sécurité de l'installation. En effet, si dans un cas accidentel le tube en verre se brise, du fluide de travail (HFE-7000) viendrait en contact avec les résistances chauffantes. Or à une température supérieure à 700°C environ, le HFE-7000 (un gaz fluoré) se décompose en acide fluorhydrique (HF), un acide extrêmement corrosif et dangereux pour l'homme.

Ce danger étant à prendre en compte, la mise en œuvre de cette solution devient très lourde et surtout empêche une bonne visualisation de la section d'essais du fait des moyens de protection nécessaires.

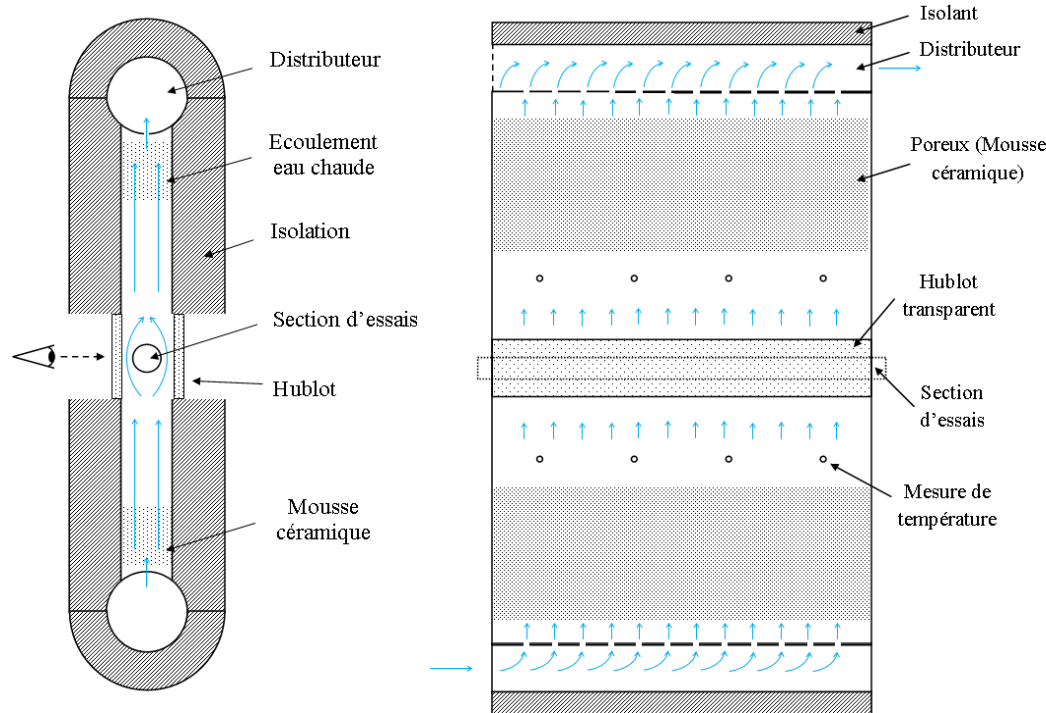
#### V.5.1.3 Chauffe par écoulement d'eau autour de la section d'essais

La solution retenue pour chauffer la section d'essais tout en gardant la transparence pour la visualisation est finalement celle du chauffage par un écoulement d'eau perpendiculaire au tube sur toute la longueur de ce dernier (4 m). Cette solution est non dangereuse du fait de l'utilisation d'eau chaude, simple dans le principe et satisfait nos exigences en termes de visualisation. Le principe de ce dispositif de chauffage va maintenant être exposé.

Le flux de chaleur nécessaire à l'évaporation du fluide de travail est apporté par de l'eau chaude s'écoulant autour du tube transparent de la section d'essais (cf. Figure V-12). La visualisation se fait à travers l'eau grâce à des fenêtres. Chaque compartiment de la boucle de chauffe est un canal plan où circule de l'eau à environ 60°C (+/- 5°C) à un débit de 40 m<sup>3</sup>/h. Tous les éléments sont reliés entre eux par un circuit hydraulique afin que l'eau qui sort d'un compartiment entre dans le suivant (voir section V.5.2). Le matériau envisagé est une matière plastique. Le circuit doit pouvoir être réversible, donc circuler de bas en haut (comme sur le schéma) mais également de haut en bas. Ainsi il existe une symétrie par rapport à l'axe central. En amont et en aval du canal plan se trouvent des distributeurs (des tubes percés de 40 trous) afin de répartir de façon homogène l'écoulement dans le canal.

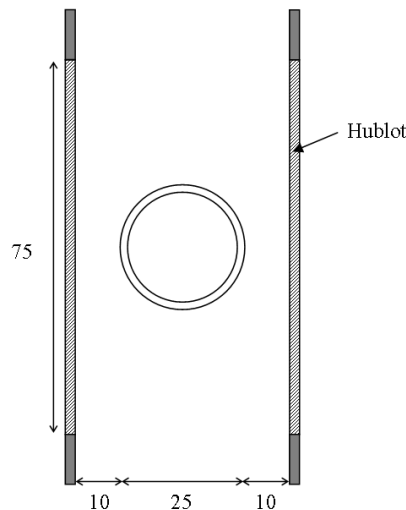
Un "compartiment" comprend :

- 2 distributeurs, un en entrée et un en sortie;
- un caisson vertical dans lequel passe le tube transparent de la section d'essais, il est muni d'une section centrale avec des parois transparentes;
- dans les compartiments, 2 blocs de mousse céramique, permettent d'homogénéiser la vitesse de l'eau en amont et en aval de la section d'essais, en brisant les jets sortants à grande vitesse des distributeurs;
- 4 thermocouples en amont et 4 en aval du tube mis en place par perçage et collage dans des trous d'environ 2mm.



**Figure V-12.** Schéma de principe du chauffage par écoulement d'eau chaude

La zone de visualisation a une hauteur de 3 fois le diamètre du tube interne (soit environ 75 mm) :



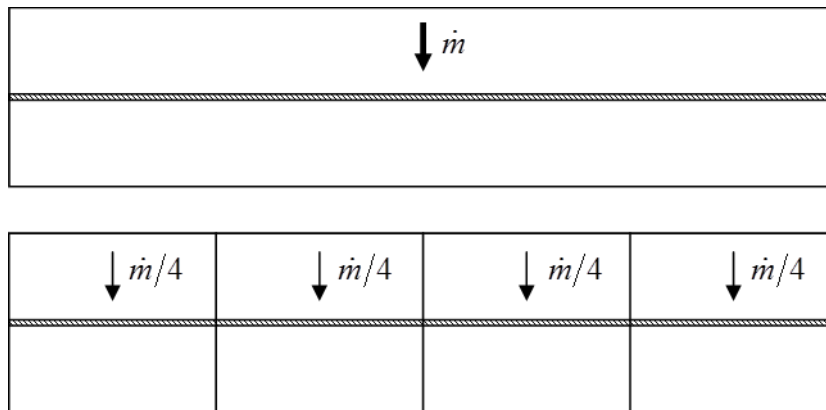
**Figure V-13.** Schéma de la zone de visualisation

L'eau chaude arrive dans l'axe du distributeur et est ensuite répartie grâce aux pertes de pression induites par les trous du distributeur dans un canal plan vertical. Le but est d'avoir un écoulement avec un front de vitesse homogène verticalement. Les jets sont brisés et l'écoulement homogénéisé au passage dans une mousse.

L'eau chaude s'écoule ensuite autour du tube et échange de la chaleur avec le fluide réfrigérant diphasique circulant à l'intérieur de celui-ci.

### V.5.2 Dimensionnement fluide

Le débit nécessaire pour faire circuler de l'eau de façon à échanger suffisamment de chaleur autour du tube de 4 mètres de la section d'essais est très élevé. La vitesse correspondante est estimée à 0,55 m/s (voir section V.5.5). Outre la taille de la pompe, la puissance pour le chauffer est trop importante (Tableau V-2). Une façon de réduire le débit nécessaire est de séparer le circuit de chauffe en plusieurs "compartiments" alimentés en série (cf. Figure V-14).



**Figure V-14.** Principe des compartiments. En haut, un seul compartiment, un fort débit est nécessaire.

En bas, séparation en quatre compartiments, alimentation en série, le débit est divisé par quatre.

Cela a pour effet de diviser le débit par 4, et donc de passer de 160 m<sup>3</sup>/h à un débit plus raisonnable de 40 m<sup>3</sup>/h (Tableau V-2).

	1 compartiment	4 compartiments
<b>Vitesse de l'eau autour du tube (m/s)</b>	0,55	0,55
<b>Espacement entre les parois et le tube e (mm)</b>	10	10
<b>Diamètre extérieur (mm)</b>	25	25
<b><math>l = 2 \cdot e + D_{\text{ext}}</math></b>	0,045	0,045
<b>Section de passage autour du tube (m<sup>2</sup>)</b>	0,08	0,02
<b>Débit massique d'eau (kg/s)</b>	43,26	10,81
<b>Débit volumique d'eau (m<sup>3</sup>/h)</b>	158,4	39,6

**Tableau V-2.** Influence de la découpe en compartiments

Le dimensionnement du diamètre des tuyauteries doit se faire de façon à ne pas dépasser une vitesse de 2 m/s afin d'éviter les vibrations dues aux fortes vitesses. Dans le cas d'un débit de 40 m<sup>3</sup>/h, il faut donc un tuyau de type DN80.

Afin de chauffer l'eau du circuit, il est nécessaire d'installer un chauffe-eau. Pour estimer le volume de celui-ci, le volume total d'eau dans l'installation doit être calculé (Tableau V-3). La plus grosse part du volume vient des canaux plans, le reste étant contenu dans les tubulures et les distributeurs. Le chauffe-eau est dimensionné de telle façon qu'un quart du volume du bidon circule dans l'installation pendant que les derniers trois-quarts chauffent.

	Nombre	Dimensions	Volume (m <sup>3</sup> )
Tube distributeur DN80	4 x 2 = 8	D <sub>int</sub> = 0,08 m, L = 1 m	0,0402
Canaux plans	4	1 x 0,6 x 0,045 m	0,108
Tubulures	3 entre compartiments (4m) + tube de retour (4m)	D <sub>int</sub> = 0,08 m	0,0402

<b>Total (m<sup>3</sup>)</b>	<b>0,188</b>
<b>Volume du chauffe-eau (= Total x 4) (m<sup>3</sup>)</b>	<b>0,754</b>

**Tableau V-3.** Dimensionnement du chauffe-eau

Grâce à cette estimation nous pouvons estimer qu'un bidon de 750 L sera suffisant. Ce type de chauffe-eau est disponible dans le commerce mais devra être modifié pour y ajouter un thermoplongeur et des sorties de débit plus importantes.

Pour obtenir le temps de chauffe, on calcule la puissance nécessaire pour chauffer le volume du bidon en un temps raisonnable. Un temps de chauffe d'environ 1h30 est visé (Tableau V-3).

$$Q = m \cdot C_p \cdot \frac{dT}{dt} \quad \text{V.3}$$

$$Q \cdot \Delta t = m \cdot C_p \cdot \Delta T \quad \text{V.4}$$

$$\Delta t_{chauffe} = \frac{m \cdot C_p \cdot \Delta T}{Q} \quad \text{V.5}$$

<b>Volume V (m<sup>3</sup>)</b>	0,75
<b>Masse d'eau m (kg)</b>	750
<b>C<sub>p</sub> (J/kg/K)</b>	4180
<b>ΔT (K)</b>	45
<b>Puissance chauffe-eau Q (W)</b>	25000

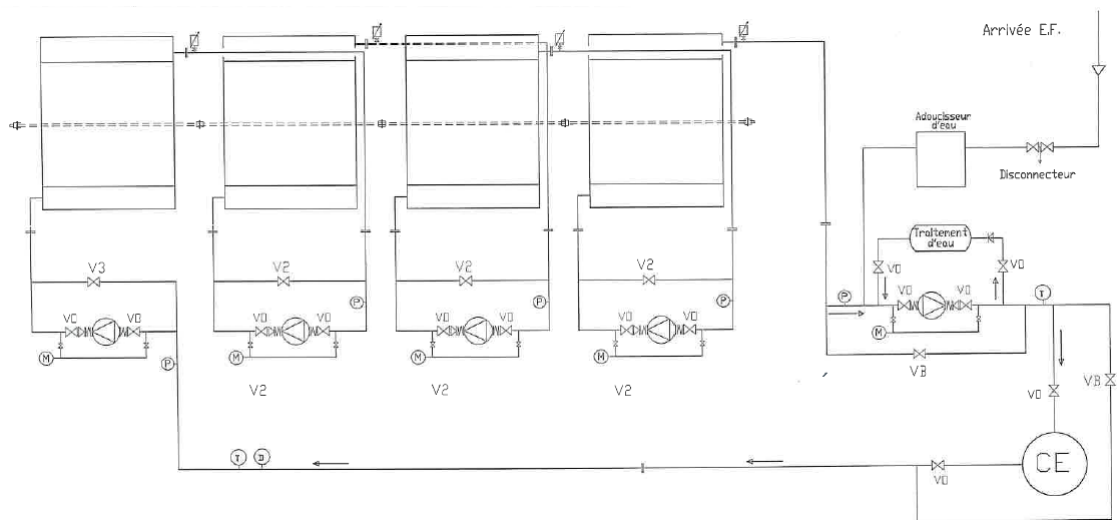
<b>Temps de chauffe (secondes)</b>	5643
<b>Temps de chauffe (heures)</b>	<b>1,57</b>

**Tableau V-4.** Estimation du temps de chauffe

Cette puissance peut aussi être diminuée en faisant chauffer le bidon par exemple une journée et en le laissant chaud pendant la nuit. Le thermoplongeur est alors de 2 à 3 kW seulement et peut être réglé sur une consigne de température. Ainsi un bidon du commerce est utilisé en modifiant cependant les entrées/sorties pour les adapter aux débits considérés ici.

La régulation du thermo-plongeur suit une consigne de température d'eau à la sortie du ballon. Afin d'assurer la sécurité, l'arrêt du thermo-plongeur est forcé par un seuil maximum de température en haut du ballon, et une sécurité de niveau minimum dans le ballon est mise en place.

Un schéma global du circuit de chauffe en eau seulement est donné sur la Figure V-15.



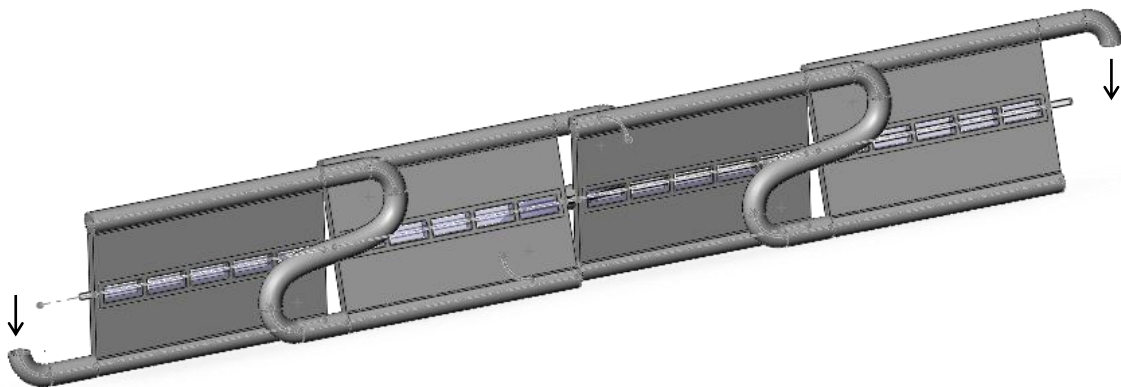
**Figure V-15.** Schéma du circuit de chauffe

Pour limiter la pression dans le circuit, 4 pompes sont placées en série en amont de chacun des compartiments. Il est ainsi prévu une perte de pression de 0,45 bar (relativement à la pression atmosphérique) dans chaque compartiment, soit une perte de pression totale (pour 4 compartiments) de 1,8 bar.

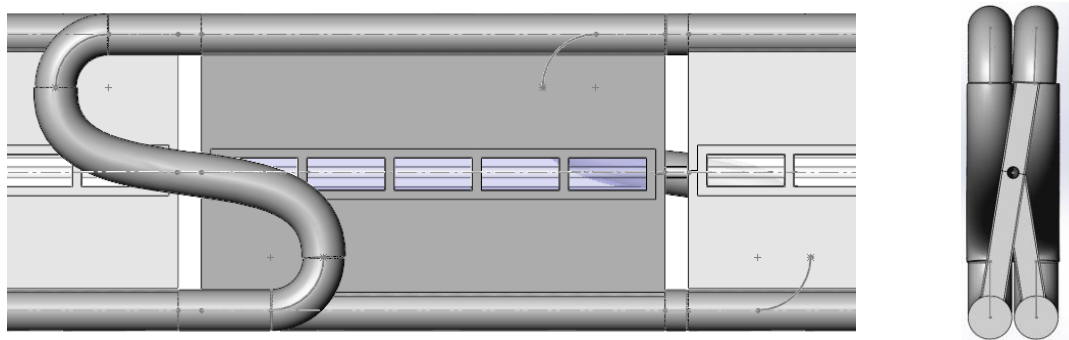
Ces pompes devront :

- être alimentées en triphasé,
- avoir un débit volumique de  $40 \text{ m}^3/\text{h}$ ,
- être pilotables grâce à un ou plusieurs variateurs afin d'ajuster le débit.

Afin de permettre le passage des tuyauteries, les distributeurs seront décalés par rapport au plan vertical passant par l'axe du tube de la section d'essais (cf. figures 16 et 17).

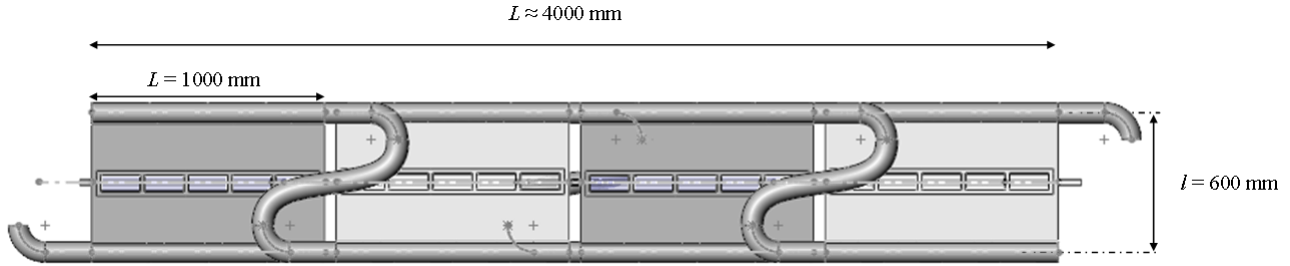


**Figure V-16.** Schéma de principe des distributeurs

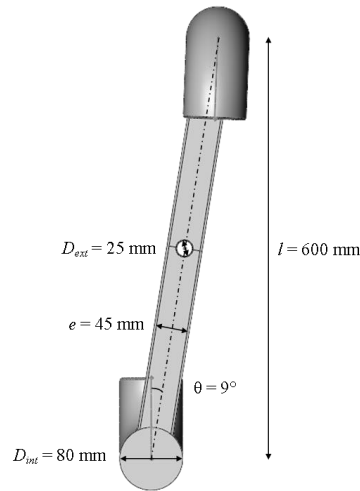


**Figure V-17.** Détail des compartiments, inclinaison

Les dimensions suivantes (cf. figures 18 et 19) sont données à titre d'ordre de grandeur, certaines pièces n'étant pas représentées sur le schéma (jonction des tubes, prises de mesures...).

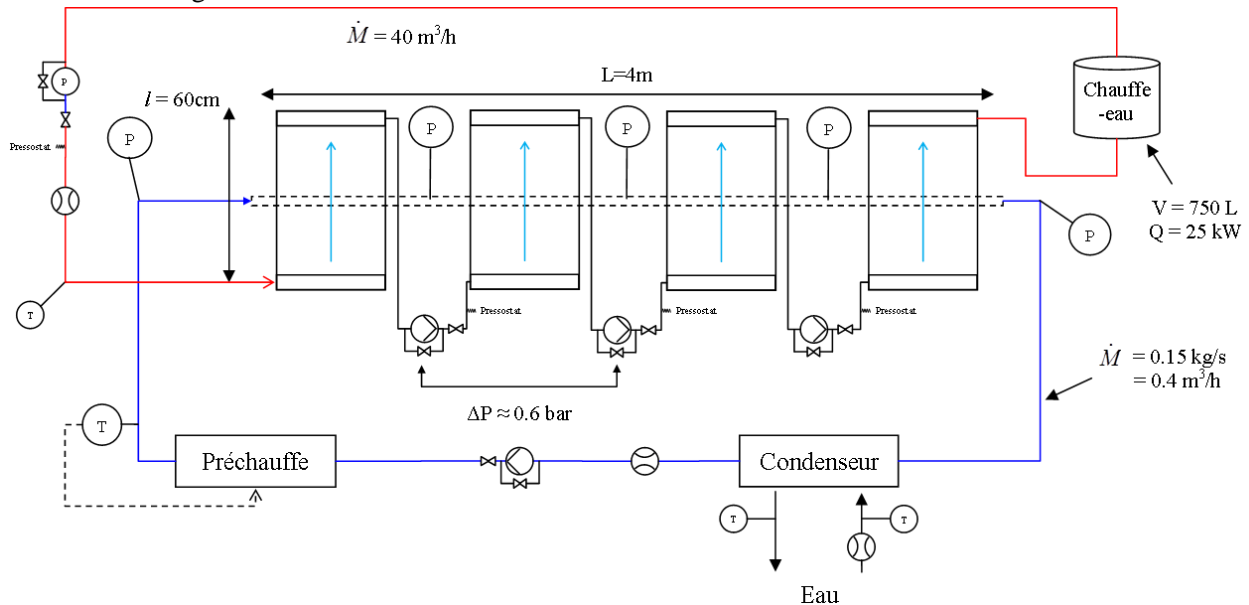


**Figure V-18.** Croquis et dimensions des compartiments



**Figure V-19.** Vue en coupe d'un distributeur, dimensions

Un schéma global simplifié de l'installation avec la section d'essais et la boucle de chauffe est finalement présenté sur la Figure V-20 :



**Figure V-20.** Schéma de l'installation expérimentale

Il est à noter que le circuit en eau doit être réversible, afin de pouvoir faire s'écouler l'eau autour du tube de la section d'essais par le haut ou par le bas. Pour cela plusieurs solutions :

- Une seule configuration, et changement de branchement après chaque campagne d'essais : coût moins élevé mais utilisation moins souple.

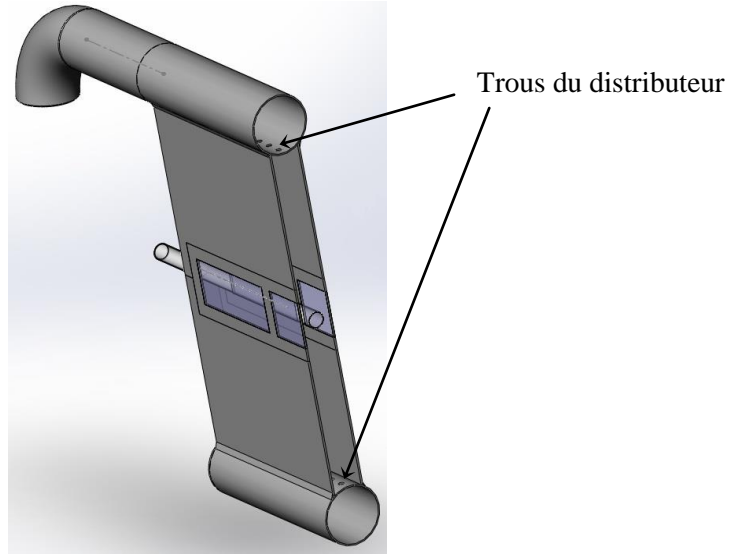
- Une configuration qui, grâce à un jeu de vannes, permet de changer le sens de circulation de l'eau plus facilement : les vannes amènent un surcoût mais le système est plus modulable.

Maintenant que les dimensions globales du circuit fluide ont été définies, le distributeur va être étudié afin de d'assurer une bonne répartition des débits dans les compartiments de chauffe.

### V.5.3 Distributeur

Le choix et le dimensionnement du distributeur est crucial afin d'avoir une distribution homogène à l'entrée de chaque compartiment du circuit de chauffe. De par la taille de la section, il n'est pas envisageable d'utiliser des convergents/divergents, nous allons donc utiliser un système engendrant des pertes de pression afin de diriger et d'homogénéiser l'écoulement.

On suppose un distributeur composé d'un tube percé de trous circulaires (cf. Figure V-21).



**Figure V-21.** Schéma du distributeur

Afin d'en dimensionner le nombre et les diamètres, un calcul sur tableur a été réalisé. La méthode utilisée est la suivante :

- Les pertes de pressions singulières provoquées par les trous sont calculées, en supposant une iso-distribution des débits par les trous, et en utilisant les corrélations trouvées dans la littérature [166].

La perte de pression au passage d'un trou dans le distributeur  $P_{e(n)} - P_{e(n-1)}$  (cf. Figure V-22) est d'abord calculée :

$$P_{e(n)} - P_{e(n-1)} = \frac{G^2}{2\rho} (2x_b - x_b^2 - K_{distrib}) \quad \text{V.6}$$

avec  $G$  le flux massique,  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $x_b$  le rapport entre le débit massique passant par un trou et le débit massique total, et  $K_{distrib}$  calculé comme suit :

$$K_{distrib} = \begin{cases} \left( 2 \left( \frac{D_{trous}}{D_e} \right)^2 + 0,5 \right) (x_b - 0,2)^2 - 0,02 & \text{si } x_b < 0,2 \\ 0,65(x_b - 0,2)^2 - 0,02 & \text{si } x_b > 0,2 \end{cases} \quad \text{V.7}$$

Puis les pertes de pression dues au passage dans un trou,  $P_{t(n)} - P_{e(n-1)}$  sont ensuite calculées :

$$P_{t(n)} - P_{e(n-1)} = \frac{G^2}{2\rho} \left( x_b^2 \left( \frac{D_e}{D_{trous}} \right)^4 - 1 + K_{trou} \right) \quad \text{V.8}$$

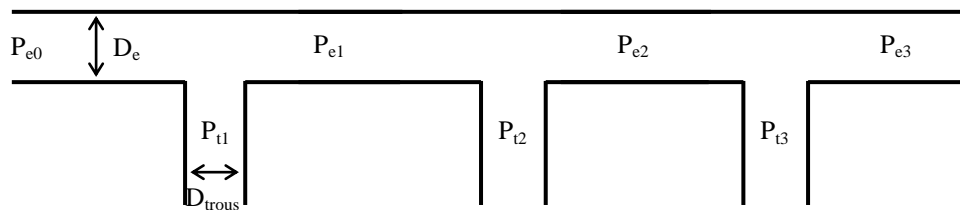
avec  $K_{trou}$  calculé de la façon suivante :

$$K_{trou} = 1 + 0,48x_b^2 \left( \frac{D_e}{D_{trous}} \right)^4 - 0,3x_b^2 - 0,7x_b(1 - x_b) \quad \text{V.9}$$

Les pertes de pression par frottement dans le tube du distributeur ont été calculées et sont négligeables devant les pertes de pression singulières engendrées par le passage des trous.

- Les pertes de pression à la sortie de chaque trou sont obtenues en additionnant les pertes de pression par frottements, les pertes dans le distributeur et les pertes liées au passage dans le trou.
- Le système d'équation suivant est résolu, ce qui revient à égaliser les pertes de pression par tous les chemins et égaliser la somme des débits massiques  $\dot{m}$  passant par les trous au débit total :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta P_{\text{trou}_2} - \Delta P_{\text{trou}_1} = 0 \\ \dots \\ \Delta P_{\text{trou}_n} - \Delta P_{\text{trou}_{(n-1)}} = 0 \\ \Sigma \dot{m}_{\text{trous}} = \dot{m}_{\text{total}} \end{array} \right. \quad \text{Avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta P_{\text{trou}_1} = P_{t1} - P_{e0} \\ \Delta P_{\text{trou}_2} = P_{t2} - (P_{e1} + P_{e0}) \\ \Delta P_{\text{trou}_3} = P_{t3} - (P_{e2} + P_{e1} + P_{e0}) \\ \dots \end{array} \right. \quad \text{V.10}$$



**Figure V-22.** Schéma du distributeur étudié

- Le diamètre des trous est finalement ajusté pour obtenir le minimum de pertes de pression et de différence de débits dans chaque trou comparé à l'iso-répartition des débits.

Les résultats pour un distributeur de 1 m et de diamètre 0,08 m sont présentés dans le Tableau V-5 (les diamètres des trous ont été arrondis à 0.5 mm pour des besoins de tailles de mèches de perçage, des optimums peuvent être trouvés avec des trous plus précis) :

Nombre de trous	D <sub>trous</sub> (mm)	erreur max (%) par rapport à l'iso-débit	ΔP <sub>moy</sub> (bar)	V <sub>sortie trou</sub> (m/s)
5	19,5	3,9	0,26	6,0
10	13	3,6	0,33	6,8
20	9,5	4,4	0,29	6,3
30	7,5	3,9	0,33	6,8
40	7	5,3	0,38	7,2
50	6	4,5	0,29	6,4
60	5,5	4,6	0,29	6,38

**Tableau V-5.** Calcul de dimensionnement du distributeur en faisant varier la taille et le nombre de trous

Le but recherché est d'avoir une erreur maximum de 5% par rapport à l'iso-débit. Quel que soit le nombre de trous, la perte de pression moyenne est de l'ordre de 0,3 bar par distributeur. Ceci est trop élevé compte tenu du nombre de distributeurs, et amènerait une perte de pression totale à plus de 2,5 bar. Il a donc été décidé d'augmenter la taille des trous quitte à perdre un peu de précision par rapport à l'iso-débit (Tableau V-6).

Nombre de trous	D <sub>trous</sub> (mm)	% p/r iso-débit	ΔP <sub>moy</sub> (bar)	V <sub>sortie trou</sub> (m/s)
40	7	+5,3 / -2,7	0,38	7,2
40	8	+9,1 / -4,6	0,22	5,5

**Tableau V-6.** Affinement du dimensionnement, compte tenu des contraintes en pression

Si un nombre de trous de 40 est fixé, avec des trous de 8 mm les pertes de pression sont diminuées de presque 50%. De plus la vitesse en sortie des trous est nettement plus faible. Les pertes de pression par



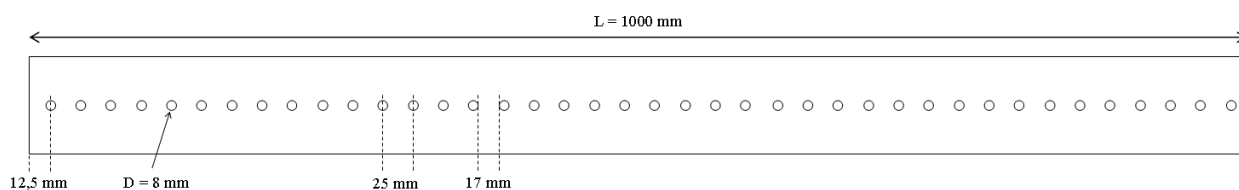
frottement dans le canal de section carrée étant négligeables, on peut donc estimer les pertes de pressions uniquement dues au distributeur :  $\Delta P_{\text{tot}} = 2n \times \Delta P_{\text{seul distrib}}$ , avec  $n$  le nombre de distributeurs. Soit pour 8 distributeurs (2 par compartiment) :  $2 \times 4 \times 0,22 \approx 1,8$  bar, ce qui est acceptable.

Avec un débit d'eau estimé à 40 m<sup>3</sup>/h, la puissance hydraulique  $Q_{\text{pompe}}$  de la pompe peut être calculée :

$$Q_{\text{pompe}} = \Delta P \times \dot{M} \quad \text{V.11}$$

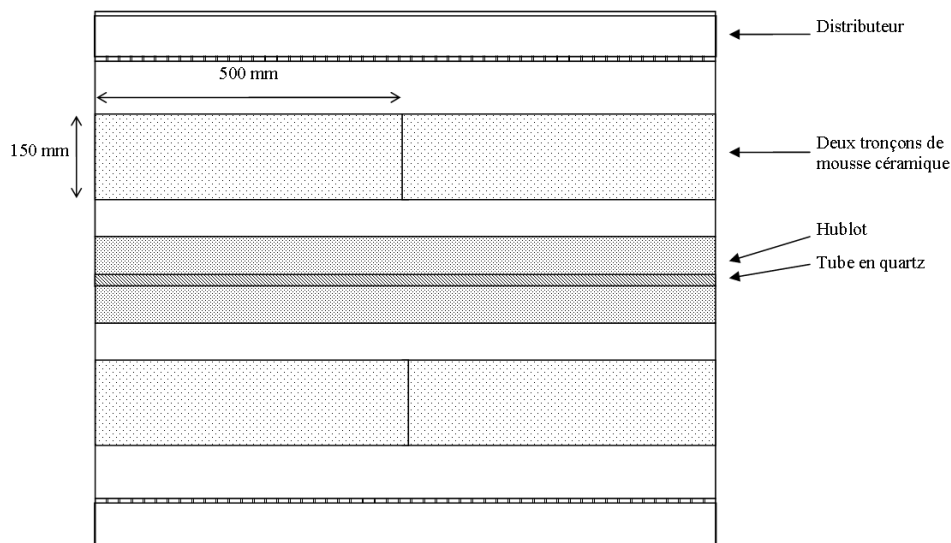
avec  $\Delta P$  les pertes de pression en pascal et  $\dot{M}$  le débit volumique en m<sup>3</sup>/s. Cette puissance est donc de l'ordre de 2 kW dans notre cas.

Afin de prendre en compte les petites variations du diamètre des tubulures dues à des aspects pratiques (comme les diamètres nominaux, différents en acier et en PVC), on peut donner comme critère de taille de trous dans le cadre d'un cahier des charges que ceux-ci aient un diamètre de 10% du diamètre de la conduite. La disposition des trous du distributeur est donnée sur la Figure V-23.



**Figure V-23.** Taille et disposition des trous du distributeur

Enfin, afin d'homogénéiser l'écoulement et de casser les jets en sortie du distributeur, une mousse céramique sera fixée mécaniquement dans le canal plan.



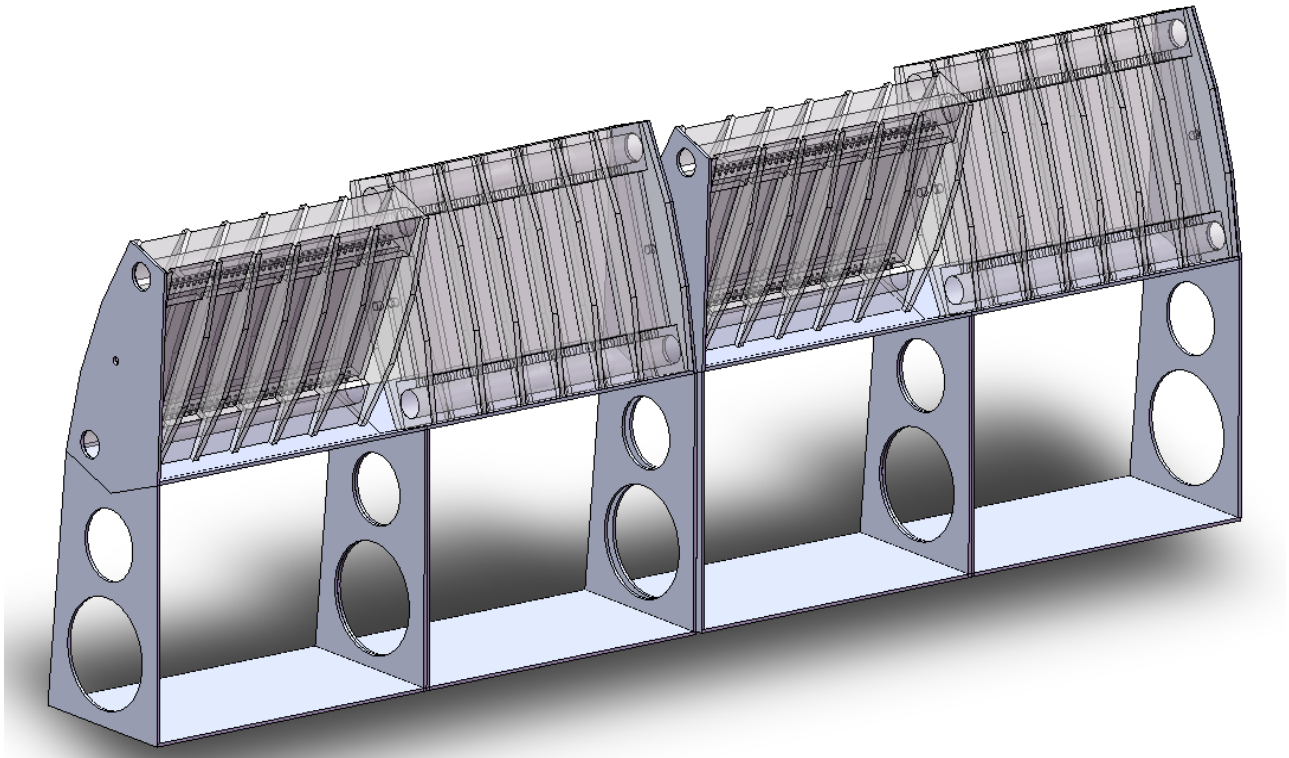
**Figure V-24.** Schéma de la composition de la moitié d'un distributeur

Une mousse céramique de 20 PPI serait adaptée à nos besoins, imposant une perte de pression d'environ 0,02 bar. Des mousses céramiques standards peuvent être trouvées dans l'industrie de production d'aluminium comme filtres. Après contact, le fournisseur peut fabriquer des filtres d'épaisseur 45 mm à la demande. Cette mousse sera sciée en tronçons de 500 x 150 x 45 mm de façon à insérer deux tronçons dans la largeur du compartiment. Un joint élastomère sera inséré entre les tronçons afin d'éviter des éventuels passages préférentiels le long de la paroi.

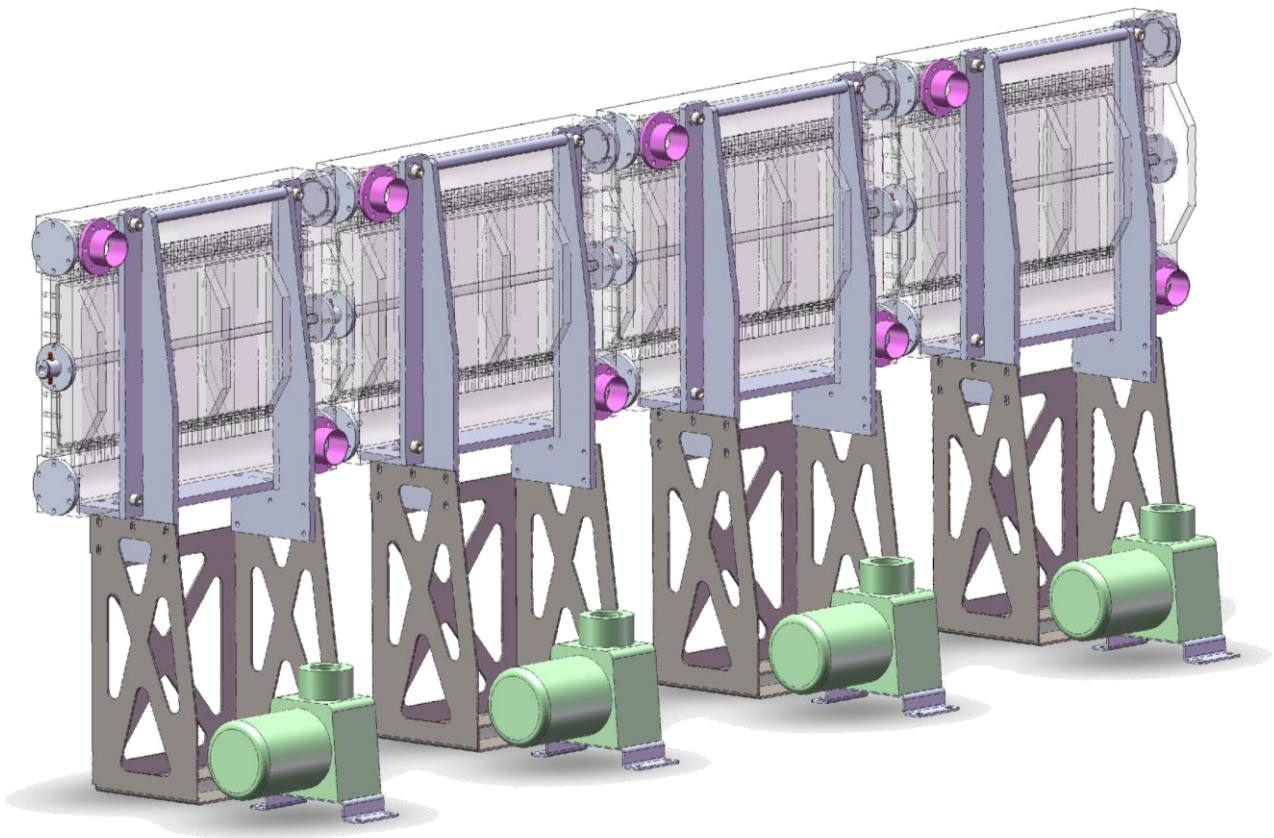
#### V.5.4 Schémas de la section de chauffe

Des consultations ont été réalisées pour la construction du dispositif expérimental, les schémas proposés par une entreprise consultée sont présentés ci-dessous.

La première solution possède comme prévu ci-dessus des canaux inclinés, et une section entièrement en plexiglas (cf. Figure V-25). La seconde solution est une alternative avec les canaux droits et une injection d'eau perpendiculaire (cf. Figure V-26). Les châssis ainsi que les pompes sont représentés sur la Figure V-26.



**Figure V-25.** Schéma d'une solution entièrement en plexiglas, avec les canaux inclinés (iConcept/UFP)



**Figure V-26.** Alternative avec canaux droits et injection perpendiculaire (iConcept/UFP)

### V.5.5 Dimensionnement thermique

Afin de connaître la puissance transférée par l'eau au fluide de travail s'écoulant dans la section d'essais, il est crucial de pouvoir calculer le coefficient d'échange entre l'eau et la paroi du tube, de façon globale pour le dimensionnement et locale pour connaître la distribution de flux et pouvoir la comparer à celle d'un champ solaire.

#### V.5.5.1 Calcul du coefficient d'échange global

La puissance thermique  $Q$  à apporter à l'écoulement de réfrigérant afin de le faire changer de phase a été calculée comme suit, en fixant une élévation de titre de 50%, le débit maximum de fluide de travail et la longueur du tube :

$$Q = \Delta x \cdot \dot{m} \cdot h_{lv} \quad \text{V.12}$$

Augmentation de titre $\Delta x$	0,5
Débit massique $\dot{m}$ (kg/s)	0,15
Chaleur latente $h_{lv}$ (kJ/kg)	142
Longueur $L$ (m)	4
Puissance nécessaire $Q$ (kW)	10,6
Diamètre extérieur $D_{ext}$ (mm)	25
Flux surfacique $\phi_{surf}$ (W/m <sup>2</sup> )	33900

**Tableau V-7.** Calcul de la puissance thermique nécessaire au changement de phase

De nombreuses corrélations existent pour le calcul du nombre de Nusselt moyen d'un écoulement perpendiculaire à un tube en milieu infini [167-169]. La corrélation la plus utilisée dans la littérature est celle de Churchill & Bernstein [170] présentée ci-dessous.

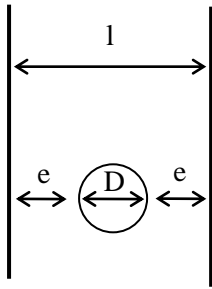
$$\text{Nu}_D = 0.3 + \frac{0.62 \text{Re}_D^{1/2} \text{Pr}^{1/3}}{\left[1 + (0.4/\text{Pr})^{2/3}\right]^{1/4}} \left[1 + \left(\frac{\text{Re}_D}{282000}\right)^{5/8}\right]^{4/5} \quad \text{PrRe}_D \geq 0.2 \quad \text{V.13}$$

Dans l'équation V.13,  $\text{Re}_D$  est le nombre de Reynolds prenant le diamètre extérieur  $D_{ext}$  du tube comme longueur caractéristique :

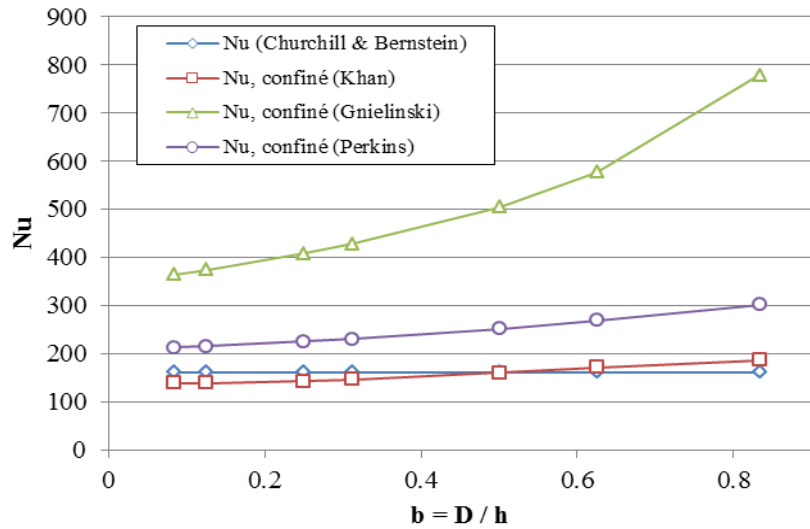
$$\text{Re}_D = \frac{\rho v D_{ext}}{\mu} \quad \text{V.14}$$

Où  $\rho$ ,  $v$  et  $\mu$  sont respectivement la masse volumique, la vitesse et la viscosité dynamique du fluide considéré.

Les transferts thermiques intervenants lors du rétrécissement de la section du canal plan dû à la présence du tube sont difficiles à prévoir précisément, cependant l'accélération du fluide autour du tube a pour effet d'augmenter les transferts thermiques. Des travaux ont déjà été réalisés traitant de l'amélioration du transfert thermique autour d'un tube dû à la présence d'une paroi [59;171;172]. Ils permettent de calculer un coefficient d'échange global correspondant au rétrécissement de la section de passage autour du tube (cf. Figure V-27).



**Figure V-28.**  
Schéma d'un tube  
confiné entre deux  
parois



**Figure V-27.** Calcul de l'échange de chaleur d'un écoulement confiné perpendiculairement à un tube

Sur la Figure V-27 sont tracés les nombres de Nusselt donnant l'échange thermique entre un tube confiné entre deux parois et un écoulement perpendiculaire à celui-ci. Le paramètre  $b$  représente le "coefficient de blocage", soit le rapport entre le diamètre du tube et la largeur du canal (cf. Figure V-28).

Cependant il n'y a pas de consensus dans la littérature sur une corrélation à utiliser, certaines sources donnant des résultats proches de la corrélation de Churchill & Bernstein [170], d'autres donnant des coefficients d'échange doublés voire incohérents (cf. Figure V-27). Une bonne première approximation pour le dimensionnement est donc de prendre la corrélation de Churchill & Bernstein en sachant que le transfert sera un peu amélioré. En utilisant cette corrélation, nous obtenons des valeurs de transfert de chaleur adaptés à l'utilisation que nous voulons en faire.

$v_{eau} (m/s)$	0,55
$Re_D$	28986
$Pr$	3
$Nu$ (Churchill & Bernstein)	171
$H (W/m^2/K)$	4452
$\Delta T = T_{ext} - T_{int} (K)$	26
$T_{eau} (^\circ C)$	60
$T_{eau} (K)$	333,15
$\phi_{surf} (W/m^2)$ (visé : 33900 W/m <sup>2</sup> )	36367

**Tableau V-8.** Calcul du coefficient d'échange d'un écoulement d'eau chaude autour du tube de la section d'essais

Comme le chauffage par écoulement d'eau perpendiculaire au tube n'est pas uniforme mais favorise le transfert sur la moitié en amont de l'écoulement (voir le chapitre suivant), il pourrait être intéressant de pouvoir faire circuler l'eau de haut en bas et de bas en haut. Pour ce faire, le circuit de chauffe a été conçu symétriquement par rapport à la section d'essais, c'est-à-dire que l'on a placé les mêmes distributeurs en haut et en bas du circuit de chauffe.

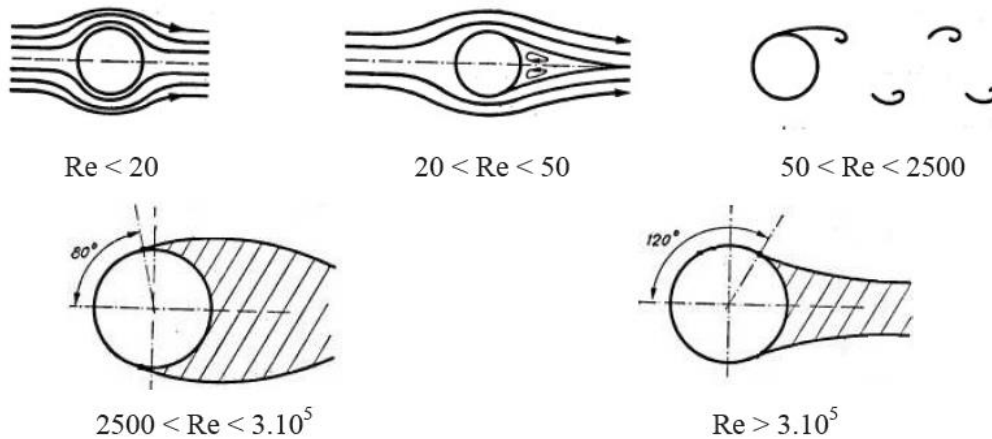
Cependant la connaissance du coefficient d'échange local est également très importante, surtout dans le cas où on s'intéresse à un flux non uniforme sur la surface du tube, comme c'est le cas pour les centrales solaires à concentration. C'est pourquoi il est important de pouvoir le prédire précisément grâce à la simulation numérique.

### V.5.5.2 Calcul du coefficient d'échange local : Simulation numérique d'un écoulement autour d'un tube à haut Reynolds

#### V.5.5.2.1 Etat de l'art

Pour décrire l'écoulement autour d'un cylindre, le nombre de Reynolds de l'écoulement se base sur le diamètre extérieur  $D_{ext}$  du cylindre pour la longueur caractéristique, et sur la vitesse  $v$  en amont du cylindre pour la vitesse caractéristique (voir équation V.14).

Suivant les valeurs obtenues pour le nombre de Reynolds, le régime d'écoulement présente des caractéristiques différentes qui vont influencer la distribution du coefficient de transfert de chaleur local et global. La Figure V-29 [173] montre les différents régimes d'écoulement rencontrés (on note ici  $Re = Re_D$ ) :



**Figure V-29.** Différents types d'écoulements en fonction du nombre de Reynolds [173]

Dans le cas où :

- $Re < 20$  : l'écoulement est de type visqueux sans décollement;
- $20 < Re < 50$  : l'écoulement présente une poche de recirculation stable et symétrique dans le sillage;
- $50 < Re < 2500$  : des allées de tourbillons alternés dites "de Von Karman" apparaissent à l'arrière du cylindre;
- $2500 < Re < 3.10^5$  : le point de décollement se situe à  $80-100^\circ$  à partir du point d'arrêt (point d'incidence de l'écoulement, donc point de vitesse nulle);
- $Re > 3.10^5$  : le point de décollement se situe à  $120-140^\circ$  à partir du point d'arrêt;

Dans le cas de l'installation étudiée ici,  $Re_D$  se situe autour de  $2.10^4$ . D'après la figure ci-dessus, nous nous attendons à avoir un écoulement avec un sillage turbulent, où le point de détachement se situe aux environs de  $80^\circ$  par rapport la direction d'incidence du fluide.

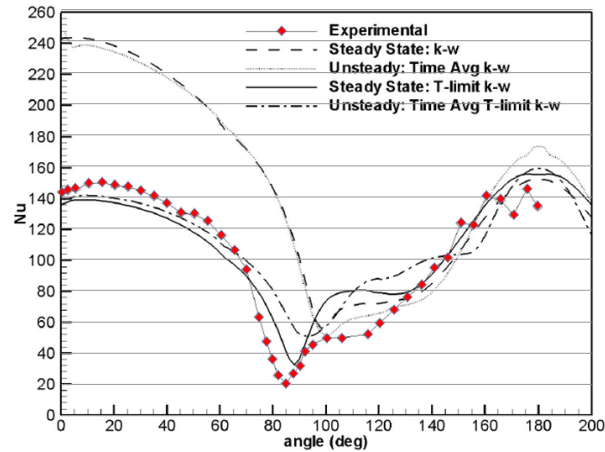
Le transfert de chaleur lors de l'écoulement d'un fluide autour d'un tube a été peu étudié numériquement à des hauts nombres de Reynolds. Certaines études restent à des Reynolds très faibles, jusqu'à 45 [174], d'autres montent à des Reynolds de 200 [175;176] voir jusqu'à 500 [177;178]. Des travaux jusqu'à des Reynolds critiques ( $Re = 2580$ ) ont aussi été relevés [179]. Cependant très peu d'études numériques ont été réalisées pour des Reynolds élevés ( $Re > 3000$ ), notamment en CFD de type RANS. Les quelques résultats bibliographiques sont présentés ici.

- Dans leurs travaux, **Szczepanik et al.** [180] ont utilisé un modèle  $k-\omega$  SST modifié (un terme de la viscosité turbulente est limité) pour modéliser le transfert de chaleur pour des Reynolds de 7190 à 50350. La viscosité turbulente est modifiée afin de limiter le terme d'énergie turbulente, qui a tendance à être surestimé par le modèle  $k-\omega$  SST [181].

La validation des données est faite grâce aux données de Scholten et al. [182;183] qui ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur pour cette gamme de Reynolds, ainsi que les effets de l'intensité

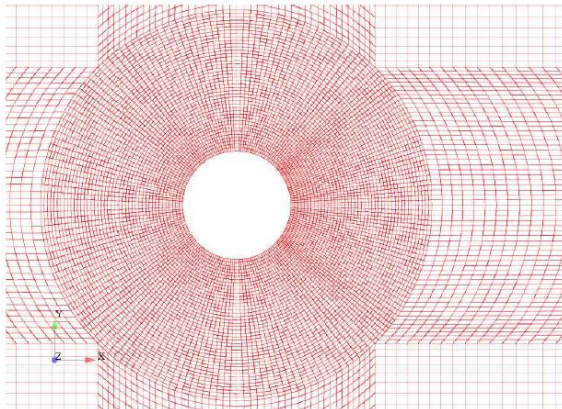


de la turbulence en amont du cylindre. Cette méthode montre ses limites pour des Reynolds plus élevés (50000) et ne permet plus de coller aux résultats expérimentaux.

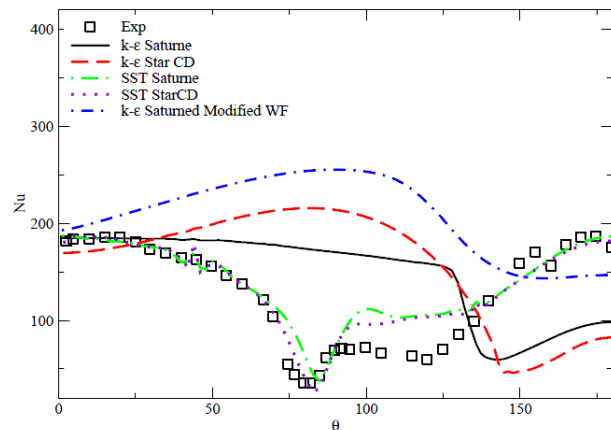


**Figure V-30.** Comparaison des calculs de Szczepanik *et al.* Avec les données expérimentales de Scholten *et al.*

- **Uribe *et al.* [184]** : Dans ce rapport, l'auteur a pour but de valider le code de CFD *Saturne* d'EDF en termes de transfert de chaleur monophasique autour d'un tube à Reynolds élevés. Il est conclu que l'utilisation des fonctions de paroi avec le modèle k- $\epsilon$  amène à un résultat faux, et il est indiqué que seul un modèle k- $\omega$  SST bas-Reynolds semble approprié pour bien modéliser des échanges thermiques et le point de stagnation. Il est aussi souligné le manque de données de validation sur ce cas et notamment les données de conditions d'entrée et les coefficients de friction.



**Figure V-31.** Détail du maillage utilisé par Uribe *et al.*



**Figure V-32.** Comparaison des modèles de turbulence aux résultats expérimentaux de Scholten *et al.*

- Le phénomène de fonte du manteau neigeux autour des conducteurs électriques a été étudié à l'université de Chicoutimi au Canada, et a fait l'objet de deux thèses.

**Péter [185]** a étudié en détail la simulation du transfert de chaleur lors de l'écoulement autour d'un tube avec le logiciel Ansys CFX. Les résultats numériques ne sont cependant pas confrontés à des données expérimentales.

Ses principales conclusions ayant guidé l'étude numérique sont les suivantes :

- Nécessité d'une distance adimensionnelle à la paroi  $y^+$  très faible pour bien prendre en compte le transfert de chaleur dans la couche limite. Le paramètre  $y^+$  doit être inférieur à 2 pour la première maille, ce qui conduit à des maillages très raffinés.
- Le cas est bidimensionnel et symétrique.
- Le modèle k- $\omega$  SST est le modèle de turbulence donnant les résultats les plus satisfaisants.

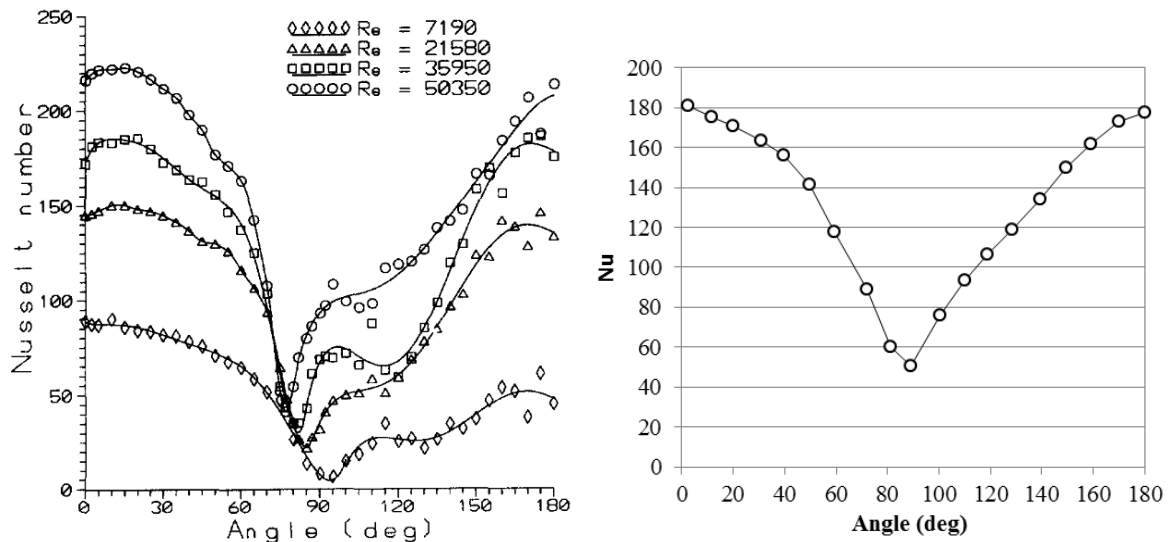
Zhang [186] a fait sa thèse dans la continuité de Péter, et a donc repris ses travaux concernant la simulation avec Ansys Fluent. Ses conditions aux limites en entrée sont les mêmes que celles de l'installation expérimentale de validation [182] :  $I \approx 0,4\%$ ,  $1 < \mu_r/\mu < 10$ . Ses résultats, bien qu'utilisant des conditions aux limites expérimentales, ne font pas l'objet d'une comparaison avec ces données. Aucun détail n'est donné quant à la précision du maillage ( $y^+$ ), le solver utilisé ou si les résultats sont obtenus en stationnaire ou instationnaire. L'auteur obtient des profils cohérents de nombre de Nusselt autour du tube.

#### V.5.5.2.2 Cas de validation

Afin de valider le calcul du transfert de chaleur autour d'un tube à haut Reynolds, des données locales de transfert de chaleur sont nécessaires pour les nombres de Reynolds considérés. Les travaux utilisés pour cette validation sont ceux de Scholten *et al.* [182] et de Figueiredo *et al.* [187] (cf. Figure V-33). Dans ces travaux, des tubes de diamètre respectivement de 25 et 45 mm contenant une cartouche chauffante sont placés dans une soufflerie aux conditions d'entrée contrôlées. En paroi une condition de température est imposée. Le tube est instrumenté d'un thermocouple et d'un dispositif à film chaud placé juste au-dessus, afin d'obtenir une mesure couplée de la température et du champ de vitesse localement. Le tube est ensuite pivoté avec des angles fixes afin d'effectuer des mesures angulaires. Le nombre de Nusselt est alors défini par :

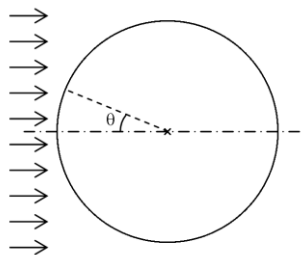
$$Nu = \frac{\phi D_{ext}}{\lambda (T_{paroi} - T_{entrée})} \quad \text{V.15}$$

Il est tracé en fonction de la position sur la circonférence du tube et en fonction du nombre de Reynolds défini par l'équation V.14 et dépendant de la vitesse de l'air en entrée de soufflerie (cf. Figure V-33).



**Figure V-33.** (A gauche) Résultats expérimentaux de Scholten *et al.* [182] pour différents nombres de Reynolds  
(A droite) Résultats expérimentaux de Figueiredo *et al.* [187]

L'angle sur la Figure V-33 correspond à une origine au point d'impact de l'écoulement (cf. Figure V-34). La symétrie a été vérifiée par rapport à la coupe longitudinale du cylindre.

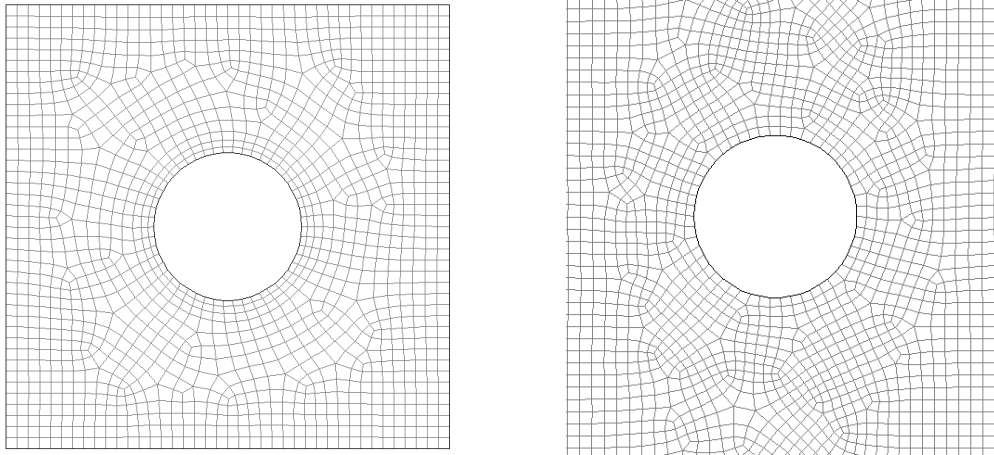


**Figure V-34.** Schéma du cylindre et définition de l'angle utilisé

### V.5.5.2.3 Construction du maillage

De nombreux maillages et modèles de turbulence ont été testés afin de parvenir à des résultats en correspondance avec les données expérimentales.

Il a d'abord été étudié des maillages grossiers couplés à un modèle de turbulence de la famille  $k-\epsilon$  :

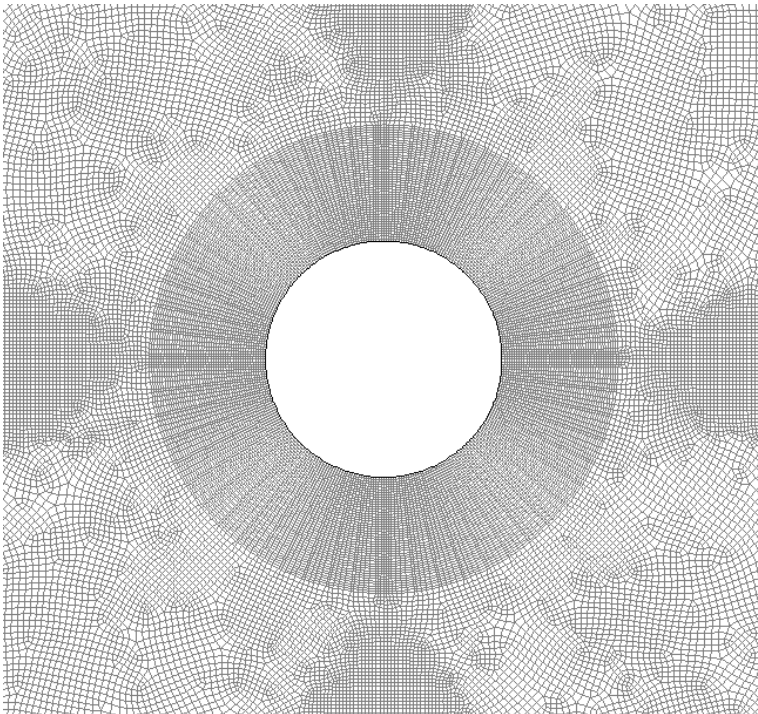


**Figure V-35.** Détail de maillages grossiers

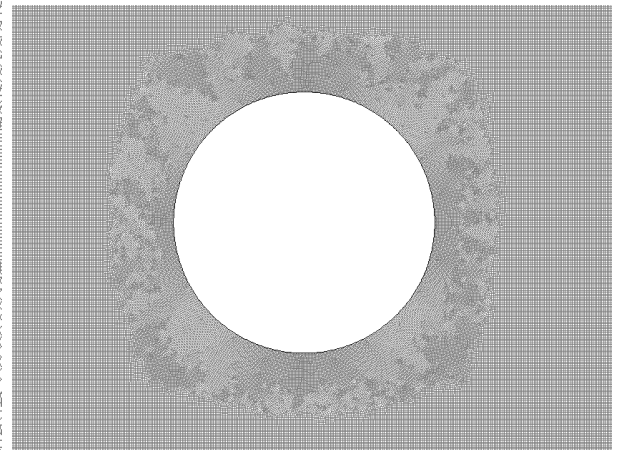
Cependant avec ce modèle et ces maillages, le coefficient d'échange global varie beaucoup en fonction du maillage. Plus le maillage est fin, plus le nombre de Nusselt est élevé (parfois même le double de la valeur prévue par Churchill & Bernstein), quelles que soient les lois de paroi utilisées.

Différents types de maillages plus structurés et raffinés ont alors été testés :

- Des maillages hybrides :



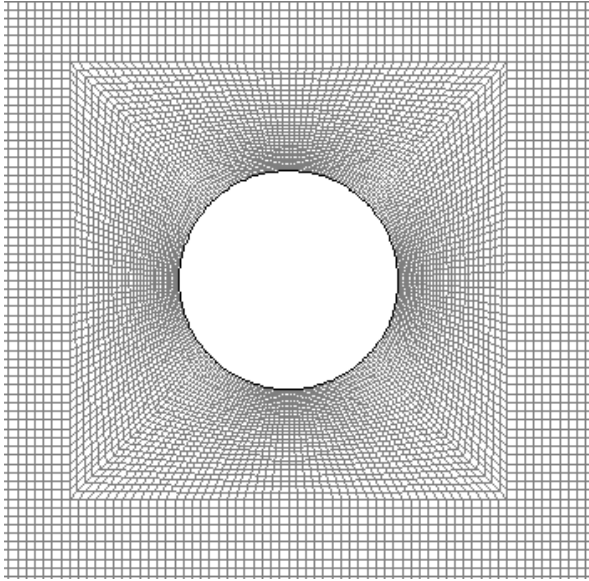
**Figure V-36.** Maillage avec un raffinement à la paroi



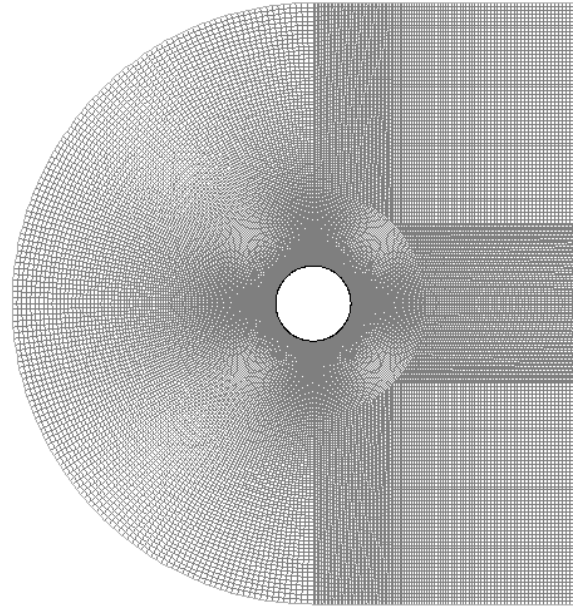
**Figure V-37.** Maillage "très raffiné" avec 600 mailles sur le tour du tube



- Des maillages structurés :

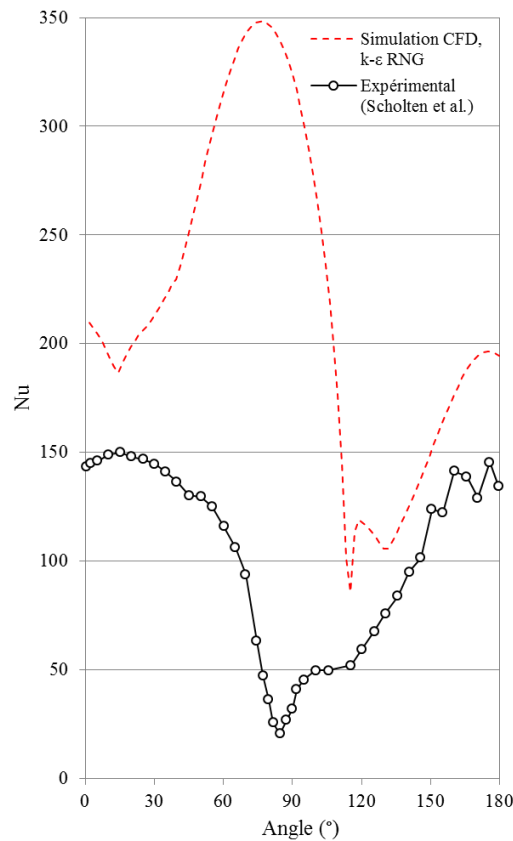


**Figure V-38.** Maillage structuré



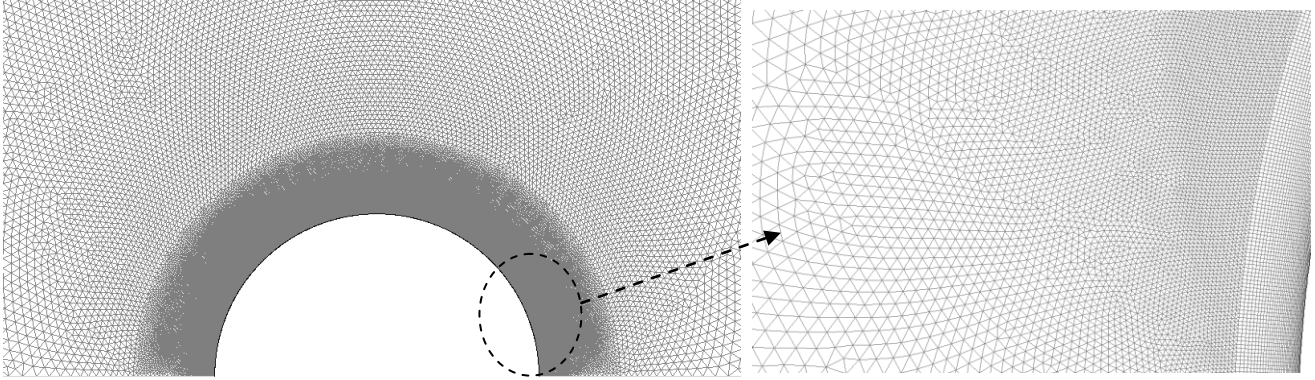
**Figure V-39.** Maillage similaire à l'étude de Uribe *et al.*

Aucun de ces maillages n'a donné de résultats intéressants, amenant la plupart du temps à une mauvaise convergence des calculs. A noter que la partie hydraulique est tout de même bien représentée (avec observations d'allées de Karman) mais la résolution thermique est très incorrecte. Sur la Figure V-40 apparaît la représentation d'un résultat typique avec le modèle  $k-\epsilon$  RNG réalisé avec le maillage de gauche de la Figure V-35 comparé aux données expérimentales de Scholten *et al.* [182] : le maximum du Nusselt n'est pas situé au bon endroit, et globalement le Nusselt est très surévalué, et la forme générale n'est pas satisfaisante.



**Figure V-40.** Simulation avec le modèle  $k-\epsilon$  et comparaison avec les données expérimentales de Scholten et al. [182]

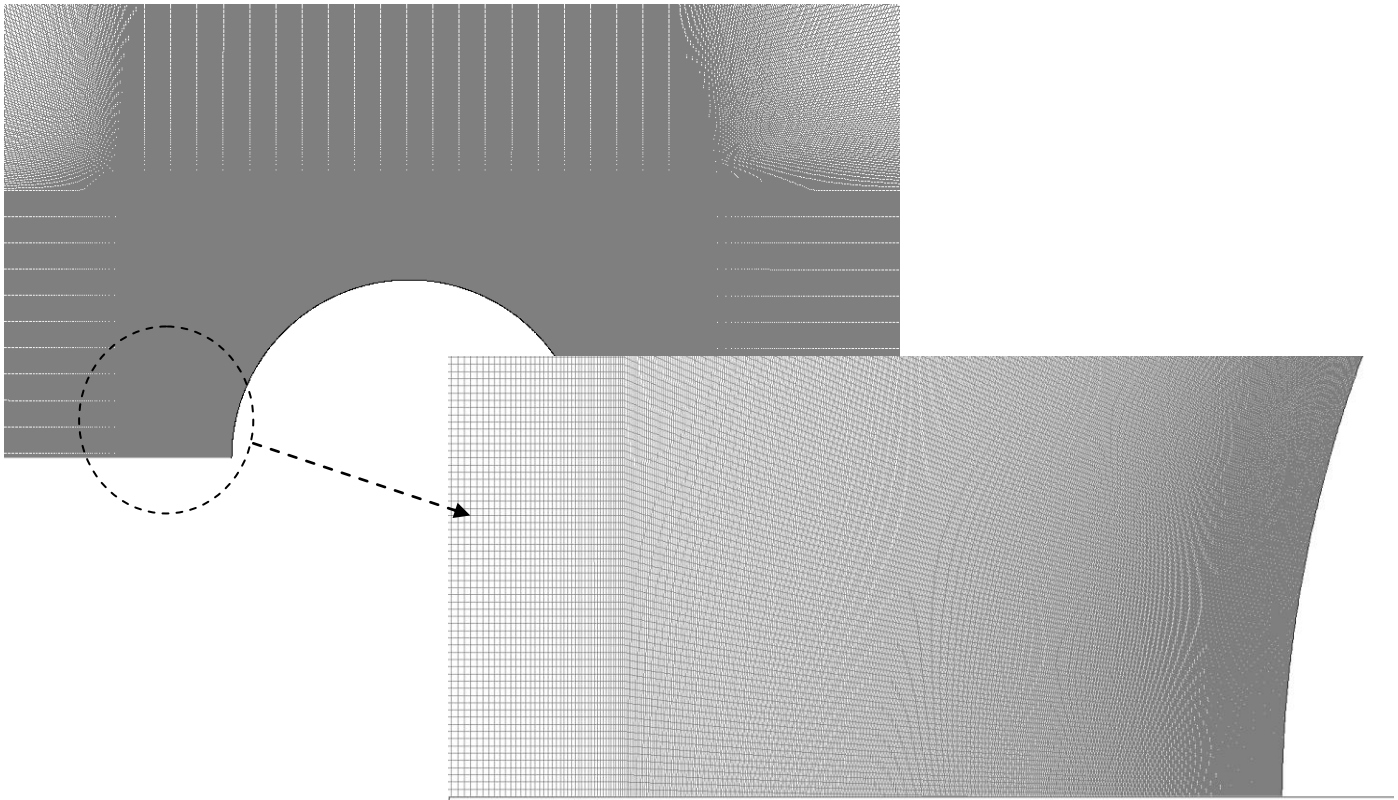
Péter *et al.* [185] indique qu'un maillage très raffiné en surface est indispensable pour bien représenter les échanges dans la couche limite thermique. Il est ainsi précisé que  $y^+$  doit être compris entre 0,001 et 2 pour avoir des résultats convenables. Cela représente une première maille de 8  $\mu\text{m}$  pour un cylindre de diamètre 25 mm ( $y^+$  maximum = 1,15). De plus un modèle de turbulence  $k-\omega$  SST doit être utilisé. De nouveaux maillages ont donc été testés, satisfaisant aux conditions de  $y^+$ , et avec un modèle  $k-\omega$  SST. Dans un premier temps le maillage de Péter a été reproduit (cf. Figure V-41).



**Figure V-41.** Maillage similaire à Péter et al. [185]

Ce maillage se compose de trois parties concentriques. Il y a 1100 mailles sur le demi-périmètre et une épaisseur de première maille de 8  $\mu\text{m}$ . La première "tranche" jusqu'à 1,05D possède un maillage structuré jusqu'à une épaisseur de maille de 0,5 mm, la seconde jusqu'à 1,5D est maillée avec des triangles non structurés avec une augmentation progressive jusqu'à 5 mm, et enfin le reste du domaine est maillé en triangles avec une taille de maille sur les bords de 5 mm. Cependant ce maillage ne fonctionne pas dans notre cas, le sillage turbulent ayant des difficultés à se former, et ainsi le profil de Nusselt est mal calculé.

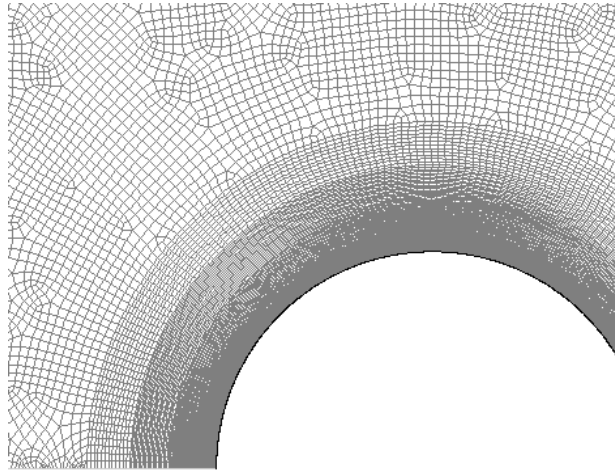
Un maillage "structuré", respectant la condition en  $y^+$  donnée plus haut a également été testé, car utilisé par Zhang et al. [186] (cf. Figure V-42).



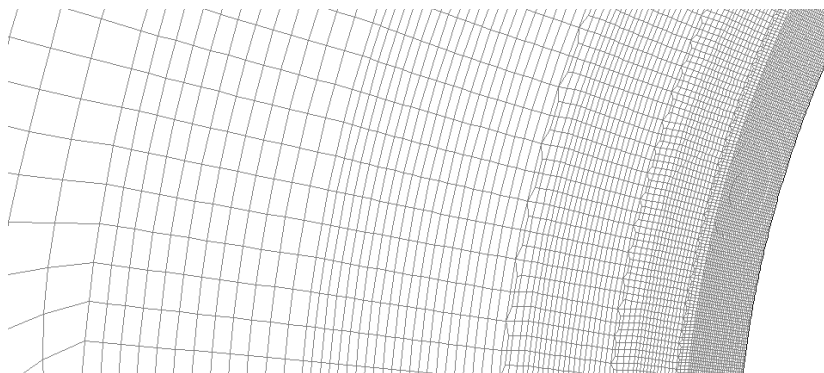
**Figure V-42.** Maillage similaire à Zhang et al. [186]

Différents types de maillages, satisfaisant à la condition en paroi  $y^+ < 1$  et plus ou moins structurés et raffinés, ont été testés en utilisant le modèle  $k-\omega$  SST, sans succès. Le même problème a été rencontré : la couche limite et le sillage turbulent s'établissent mal, et la convergence n'est pas atteinte même au bout de plusieurs dizaines de milliers d'itérations.

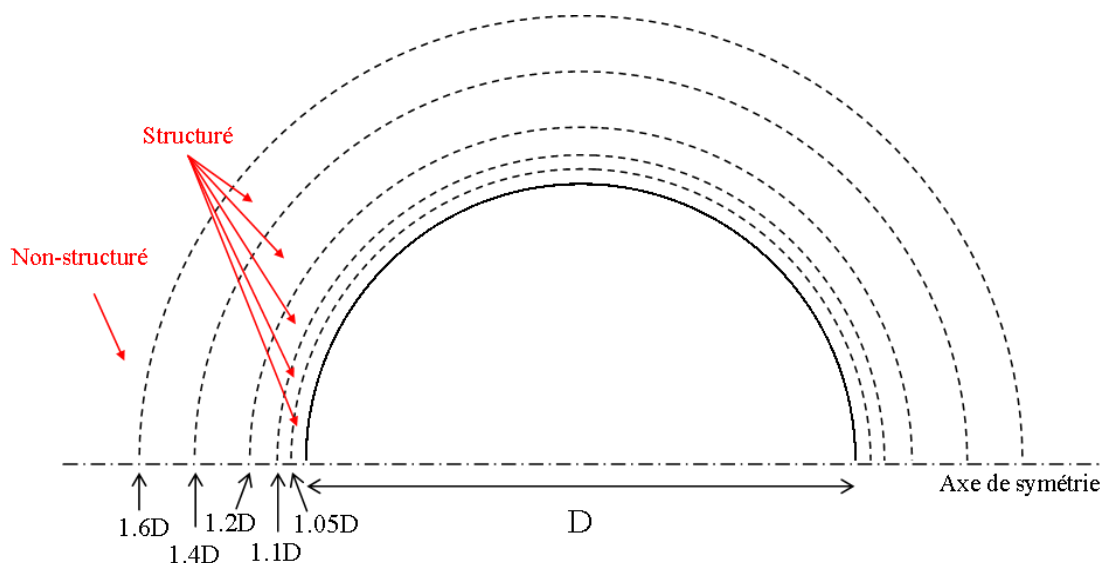
Au final, seul un maillage avec une structure particulière a permis de bien prendre en compte le sillage turbulent et le transfert thermique à la paroi (cf. figures 43, 44 et 45), grâce à la structuration de la couche limite.



**Figure V-43.** Maillage utilisé pour la simulation du transfert thermique en convection forcée autour d'un tube à haut Reynolds



**Figure V-44.** Détail du maillage utilisé

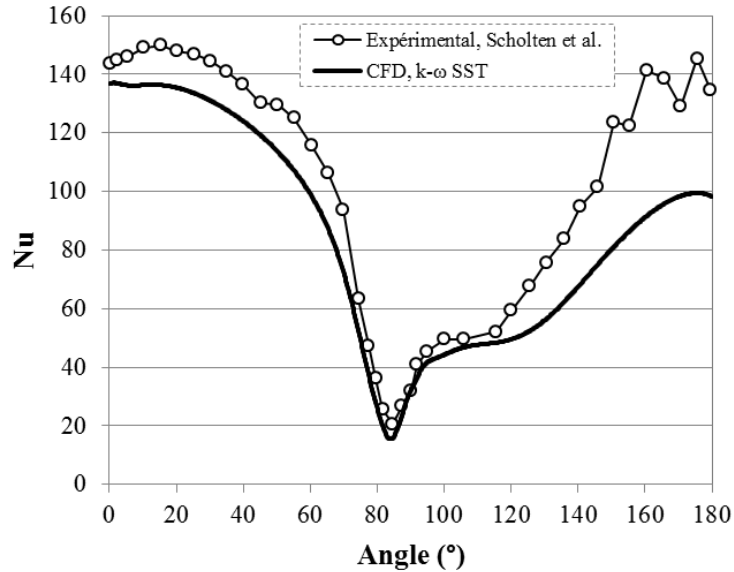


**Figure V-45.** Schéma de la stratégie de maillage

Différentes couches de diamètres 1,05D, 1,1D, 1,2D, 1,4D et 1,6D sont maillées de façon structurée, avec à l'extrémité de chacune une transition de "couche limite" divisant le nombre de mailles par deux d'une couche à la suivante. La première maille fait 8  $\mu\text{m}$  et le maillage fait au total 114000 cellules.

#### V.5.5.2.4 Résultats

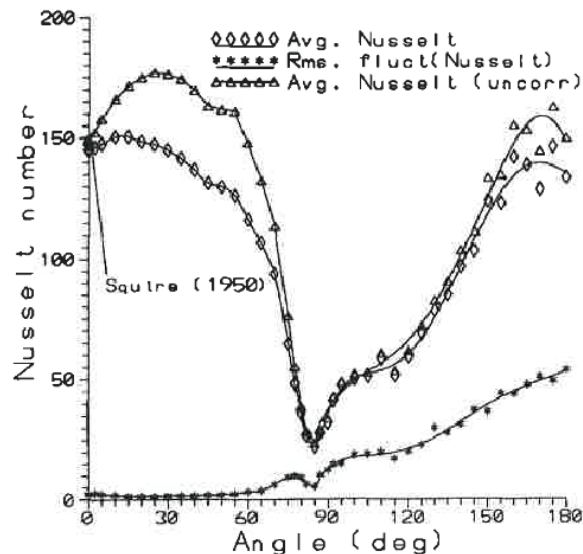
Le maillage élaboré ci-dessus est utilisé pour réaliser des calculs d'écoulement autour d'un cylindre chauffé. Le calcul est considéré comme convergé quand les résidus sont inférieurs à  $10^{-5}$  et toujours en diminution. Grâce à la structure particulière du maillage, une bonne résolution de la couche turbulente et du transfert thermique associé est possible. Un résultat typique est présenté sur la Figure V-46, obtenu avec le modèle de turbulence  $k-\omega$  SST pour un nombre de Reynolds de 21580.



**Figure V-46.** Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales de Scholten et al. [182]

Malgré une sous-estimation du coefficient d'échange d'environ 15% dans le sillage du cylindre, la forme de la courbe du nombre de Nusselt en fonction de l'angle est bien représentée. Deux maxima locaux à des angles de 0 et 180° sont observés, ainsi que le minimum au point de détachement vers 85° conformément aux données expérimentales.

La sous-estimation du Nusselt dans la zone avale de recirculation peut être attribuée à un mauvais calcul de la transition entre la zone à forte vitesse (au-dessus du point de détachement) et la zone à faible vitesse (le sillage et la recirculation).



**Figure V-47.** Données expérimentales de Scholten et al. [182]

Les auteurs précisent qu'ils ont trouvé une fluctuation importante des mesures du nombre de Nusselt dans le sillage turbulent (étoiles sur la Figure V-47) alors que la zone d'impact en amont de l'obstacle est très stable. Cela peut expliquer la différence relevée entre les données expérimentales et numériques dans cette région. Sur la Figure V-48 est représentée la norme du champ des vecteurs vitesse dans l'écoulement. Des régions de basse vitesse sont observées au point d'impact du fluide et dans la trainée du cylindre. Le fluide est accéléré du fait de la réduction locale de section de passage, puis un sillage est créé (cf. Figure V-48). Des calculs instationnaires réalisés sur le même cas ont montré que ce sillage est stable.

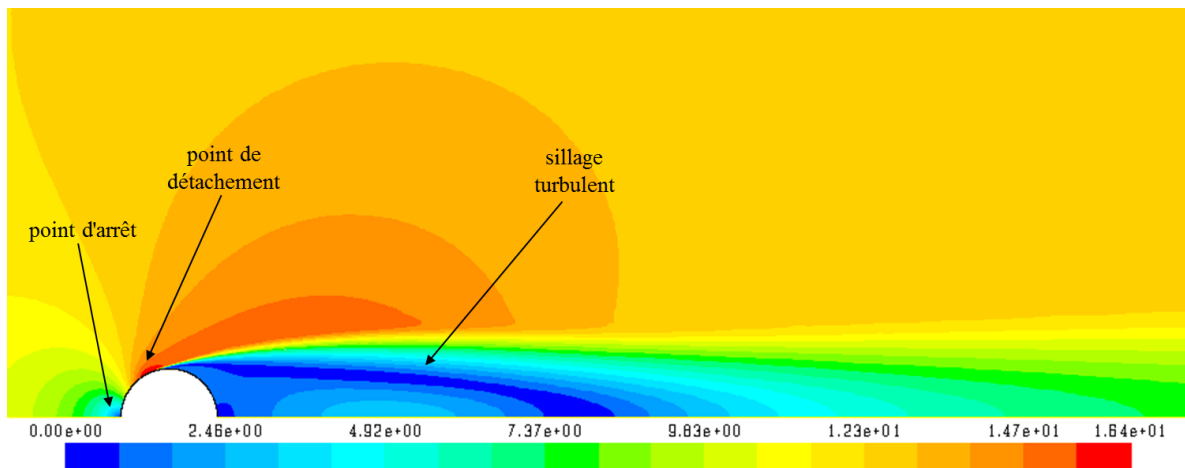


Figure V-48. Norme des vecteurs vitesse (m/s)

#### V.5.5.2.5 Indépendance au maillage

Une étude d'indépendance au maillage a été réalisée afin de valider le maillage utilisé pour les calculs.

	Nombre de mailles	Nombre de mailles sur le demi-périmètre	Epaisseur de la première maille (m)	$y^+$
Maillage 1	115547	1120	$60 \cdot 10^{-6}$	entre 0,005 et 1,1
Maillage 2	279697	2240	$20 \cdot 10^{-6}$	entre 0,0013 et 0,56

Tableau V-9. Maillages testés

En passant de 1120 mailles sur le demi-périmètre à 2240 et la taille de la première maille de 60 à 20  $\mu\text{m}$  les résultats restent sensiblement les mêmes (cf. Figure V-49). A noter que le paramètre  $y^+$  varie dans le Tableau V-9 uniquement à cause de la vitesse dans la maille. Une indépendance au maillage est donc observée.

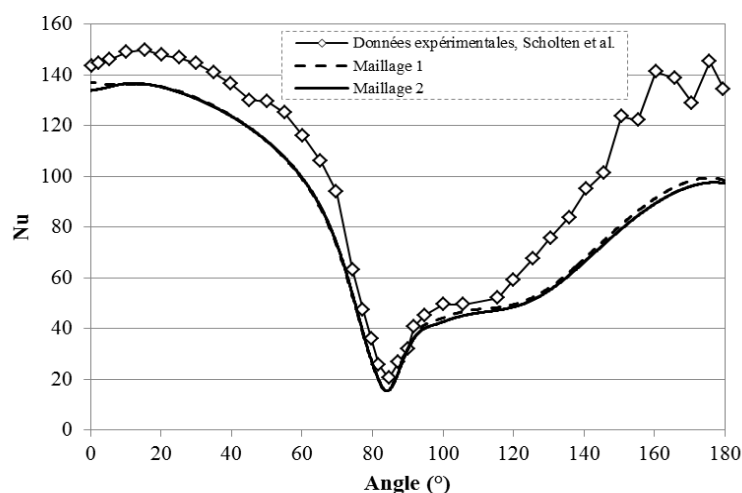


Figure V-49. Analyse de sensibilité au maillage



Afin de valider le caractère 2D et permanent de l'écoulement, des calculs ont été réalisés en canal complet (sans symétrie) ainsi qu'en instationnaire. Les mêmes résultats ont été obtenus.

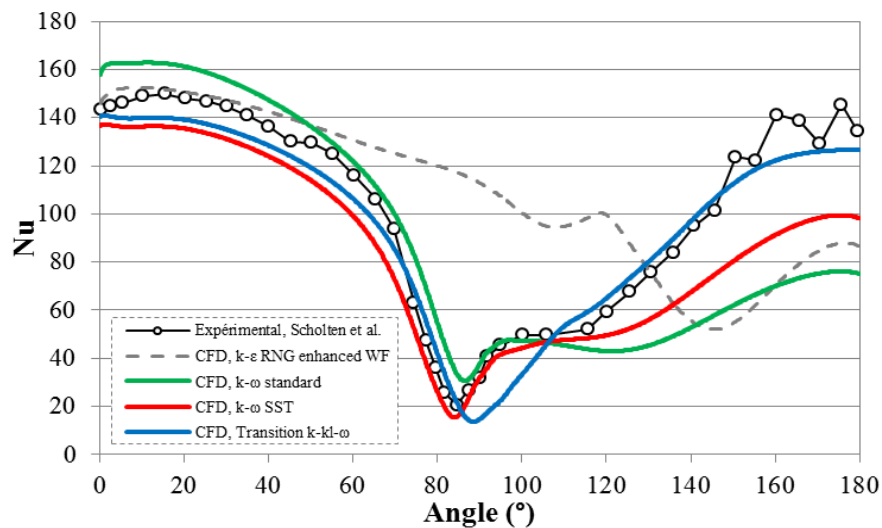
#### V.5.5.2.6 Comparaison des modèles de turbulence

Plusieurs modèles de turbulence ont été utilisés pour tenter de reproduire au mieux les résultats expérimentaux. Les modèles testés sont les suivants :

- $k-\varepsilon$  RNG
- $k-\omega$  standard
- $k-\omega$  SST
- Transition  $k-k_l-\omega$

Les modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$  transportent deux scalaires,  $k$  l'énergie cinétique turbulente et dans le premier cas  $\varepsilon$  le taux de dissipation turbulente et dans le second  $\omega$  le taux de dissipation spécifique. Le modèle de transition  $k-k_l-\omega$  [188] transporte un scalaire en plus du modèle  $k-\omega$ , il s'agit de  $k_l$ , l'énergie cinétique laminaire. Celle-ci est ajoutée afin de prédire l'amplitude des fluctuations basse fréquence de la vitesse dans la couche limite de pré-transition qui ont été identifiées comme des précurseurs de la transition laminaire-turbulente [189]. Le but est de prédire le développement de la couche limite turbulente et de calculer le début de la transition laminaire-turbulent [109].

Les résultats sont donnés sur la Figure V-50 pour un nombre de Reynolds de 21580. Le modèle  $k-\varepsilon$  RNG (en pointillés gris) ne permet pas de reproduire les phénomènes thermiques locaux autour du tube.



**Figure V-50.** Comparaison des modèles de turbulence pour  $Re = 21580$

Les modèles  $k-\omega$  standard,  $k-\omega$  SST et transition  $k-k_l-\omega$  prédisent la bonne forme du nombre de Nusselt en fonction de l'angle. Les modèles  $k-\omega$  prédisent mieux le point de détachement que le modèle de transition. Les conditions de turbulence en entrée ne font pas varier le résultat dans notre cas. En entrée, une intensité turbulente  $I = 0,5\%$  (comme dans les données expérimentales [182]) et un rapport viscosité sur la viscosité turbulente  $\mu/\mu_t = 1$  sont imposés.

Une étude en fonction du nombre de Reynolds est ensuite effectuée pour analyser la sensibilité des modèles de turbulence. Une comparaison des modèles de turbulence  $k-\omega$  SST et de transition  $k-k_l-\omega$  en fonction du nombre de Reynolds est tracée sur les figures 51, 52 et 53. Ces deux modèles sont choisis pour comparaison car ils présentent les meilleurs résultats comparés aux points expérimentaux. Cependant leur approche est différente (un scalaire supplémentaire transporté pour le modèle de transition  $k-k_l-\omega$ ), ce qui se ressent dans la gestion du sillage turbulent notamment.

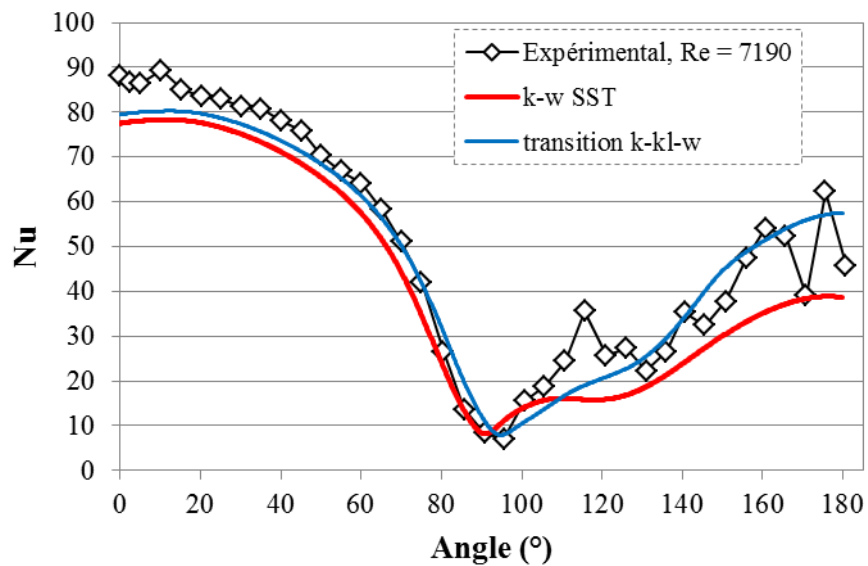


Figure V-51. Comparaison des modèles  $k-\omega$  et transition  $k-kl-\omega$  pour  $Re = 7190$

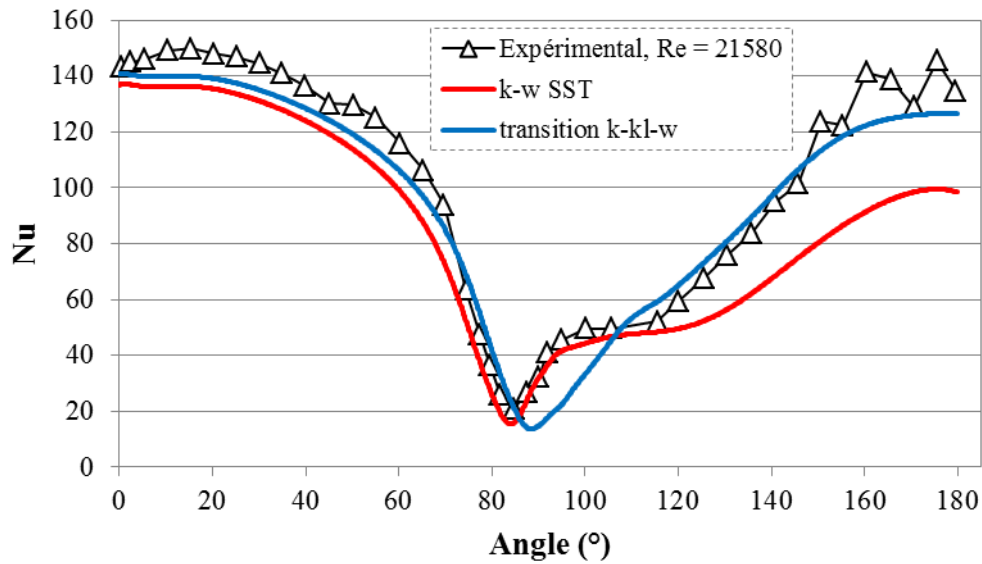


Figure V-52. Comparaison des modèles  $k-\omega$  et transition  $k-kl-\omega$  pour  $Re = 21580$

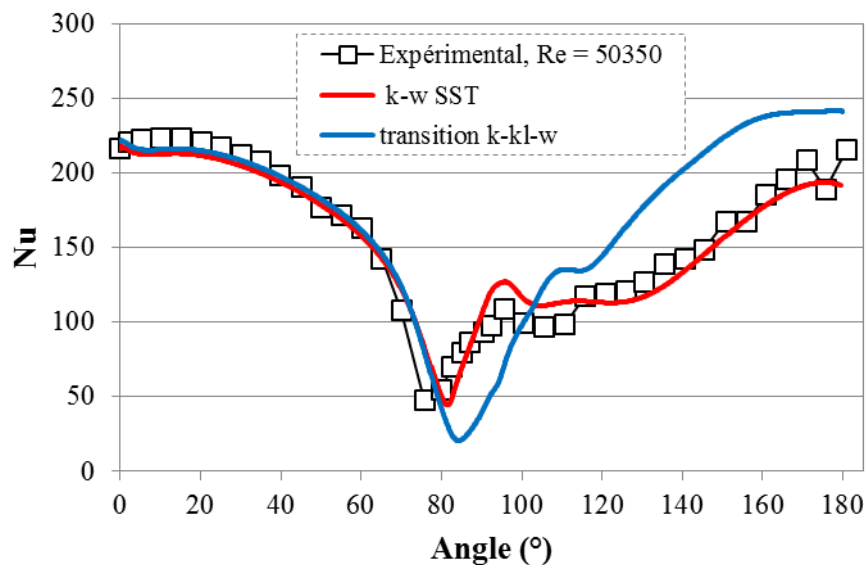


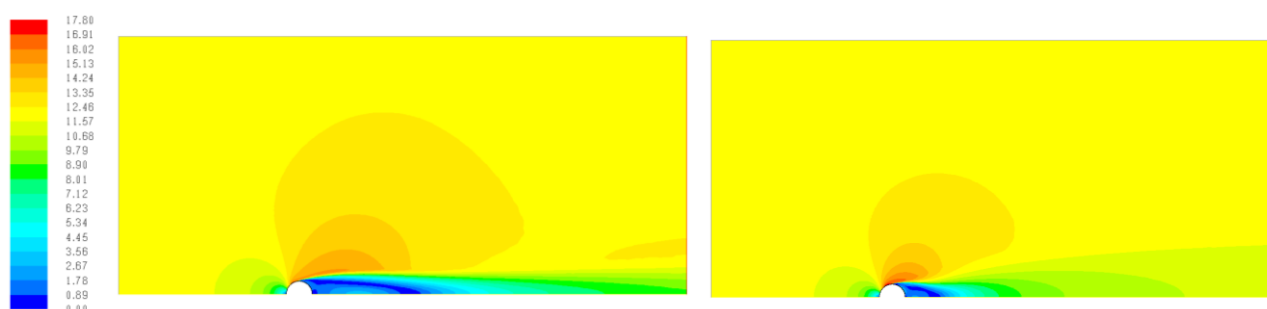
Figure V-53. Comparaison des modèles  $k-\omega$  et transition  $k-kl-\omega$  pour  $Re = 50350$

Dans le Tableau V-10 sont indiquées les comparaisons entre le nombre de Nusselt moyen pour les données expérimentales et pour le modèle CFD. Le modèle de transition k-kl- $\omega$  semble adapté aux bas Reynolds (ici  $Re = 7190$  et  $Re = 21580$ ) mais devient moins performant que le modèle k- $\omega$  SST à hauts Reynolds, alors que le modèle k- $\omega$  SST reproduit fidèlement le cas  $Re = 50350$ .

Nombre de Reynolds	Expérimental	CFD, k- $\omega$ SST	CFD, transition k-kl- $\omega$
7190	50,75	41,80	47,81
	erreur (%)	-17,6	-5,8
21580	99,01	84,52	96,22
	erreur (%)	-14,6	-2,8
50350	153,26	153,49	170,46
	erreur (%)	+0,15	+11,2

**Tableau V-10.** Comparaison des nombres de Nusselt moyen entre les données expérimentales et numériques

La différence entre les deux modèles peut s'expliquer par leur gestion du sillage turbulent. Quel que soit les Reynolds étudiés, le modèle k- $\omega$  SST (et ses variantes) engendre un long sillage (et donc moins de remélange proche paroi en aval pour les angles approchant  $180^\circ$ ), alors que le modèle k-kl- $\omega$  engendre un sillage plus court (cf. Figure V-54).

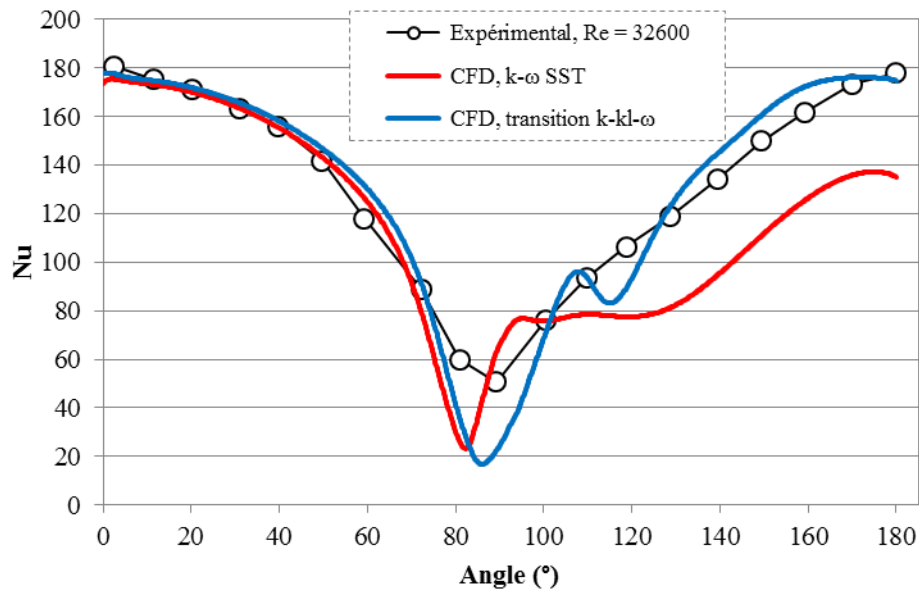


**Figure V-54.** Champs de vitesse de l'écoulement, sillage turbulent avec le modèle k- $\omega$  SST (à gauche) et avec le modèle de transition k-kl- $\omega$  (à droite)

Les deux modèles semblent adaptés pour différents Reynolds, et aucun ne semble donner de résultats aberrants par rapport aux résultats expérimentaux. Seule une étude expérimentale plus poussée pourrait aider à départager ces deux modèles. Une autre solution serait de réaliser la même étude avec un modèle de turbulence de type LES (Large Eddy Simulation) avec un maillage très raffiné et de voir les tendances qui ressortent. Il a été choisi pour la suite de comparer ces modèles pour voir l'effet du confinement du tube entre deux parois.

Le même cas mais avec les données expérimentales de Figueiredo *et al.* [187] a été simulé, en comparant les modèles k- $\omega$  SST et k-kl- $\omega$  (cf. Figure V-55).





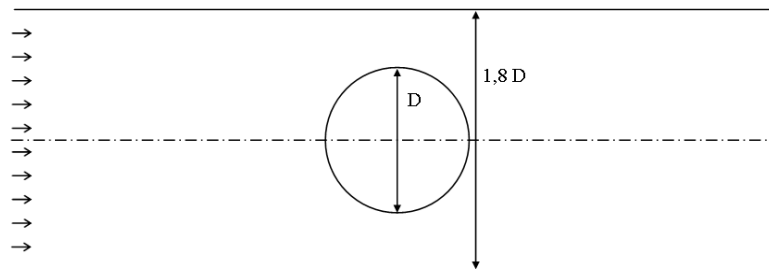
**Figure V-55.** Comparaison des modèles de turbulence avec les données de Figueiredo *et al.* [187]

Pour un Reynolds de 32600, proche de notre cas de dimensionnement ( $Re \approx 29000$ ), le modèle k-kl- $\omega$  reproduit avec une précision moyenne de 1,6 % les données expérimentales, le modèle k- $\omega$  SST ayant une précision moyenne de 13 %. Du fait de sa meilleure précision dans la gamme de Reynolds étudiée, le modèle k-kl- $\omega$  sera utilisé par la suite pour les calculs de confinement.

#### V.5.5.2.7 Effet du confinement

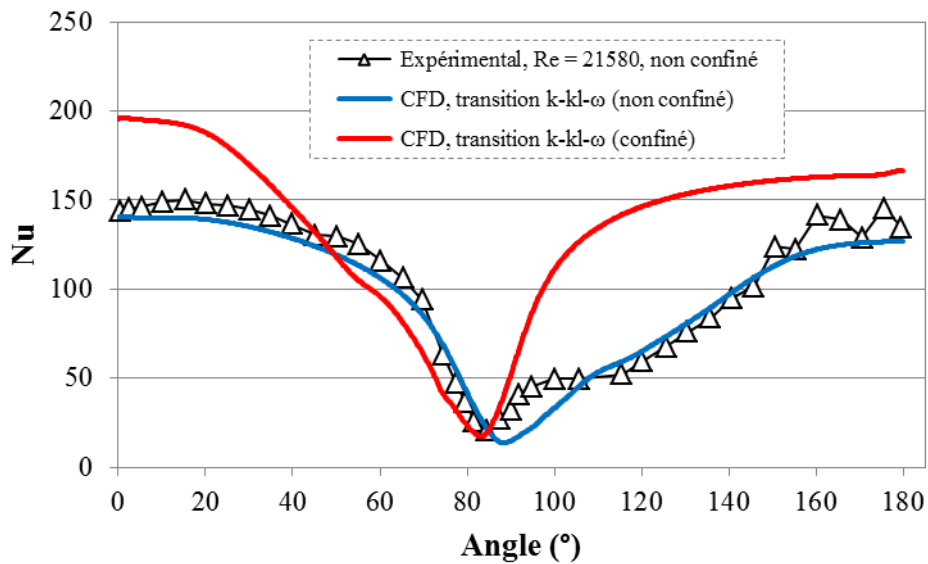
L'intérêt des simulations réalisées ici est d'aider au dimensionnement et à l'utilisation de l'installation expérimentale, notamment en prédisant la distribution du flux apporté à la section d'essais. Or celle-ci est confinée entre deux parois, on s'attend donc à une augmentation du coefficient d'échange global et un déplacement éventuel du point de détachement.

Le domaine a donc été rétréci suivant la direction verticale, ne faisant plus que 1,8 diamètre de hauteur. Cela équivaut à un passage de 1 cm au-dessus du tube (cf. Figure V-56).

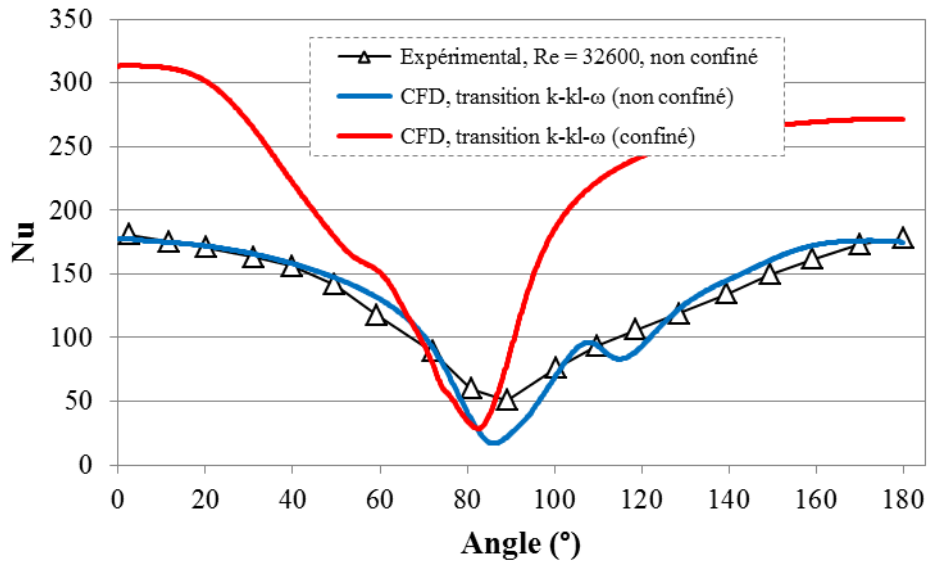


**Figure V-56.** Schéma du domaine confiné

Le maillage est gardé identique proche de la paroi du cylindre. Sur les figures 57 et 58 sont tracés les résultats pour deux nombres de Reynolds de 21580 et 32600, avec pour comparaison les résultats expérimentaux respectivement de Scholten *et al* [182] et Figueiredo *et al.* [187]. Pour les deux cas, le modèle qui a donné les meilleurs résultats est utilisé pour la comparaison : le modèle de transition k-kl- $\omega$ .



**Figure V-57.** Effet du confinement pour un nombre de Reynolds de 21580, données de Scholten *et al.* [182]



**Figure V-58.** Effet du confinement pour un nombre de Reynolds de 32600, données expérimentales de Figueiredo *et al.* [187]

Une augmentation globale de Nusselt est observée, conformément aux attentes. Ce phénomène a également été observé numériquement par Péter [185]. L'augmentation globale de l'échange est de 39,6 % pour un nombre de Reynolds de 21580 et de 65,3 % pour un Reynolds de 32600. La distribution de flux s'en trouve modifiée et sera à prendre en compte pour une simulation de l'installation expérimentale. On retrouve cependant la même forme globale et le minimum du nombre de Nusselt dû au point de détachement au même angle.

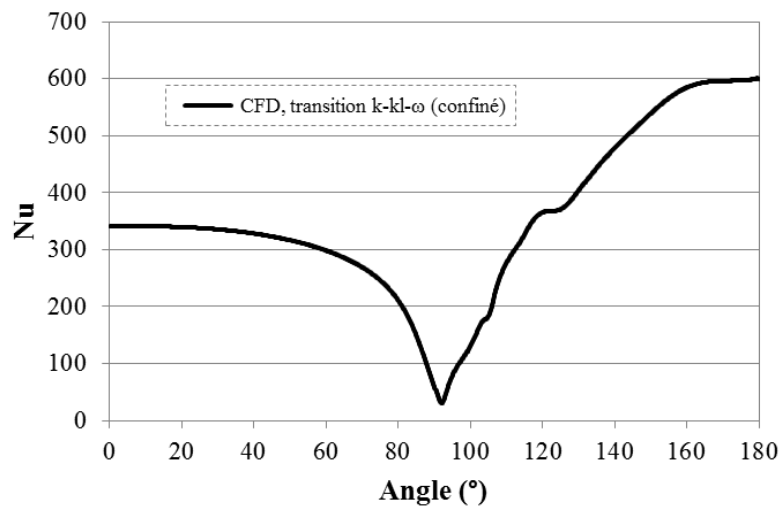
Ainsi la distribution du coefficient d'échange autour du tube à flux imposé peut être prédite avec une bonne précision sous Ansys Fluent, à condition d'utiliser un maillage adéquat.

Cela peut donc nous permettre de connaître le flux à la paroi de la section d'essai en fonction de la vitesse de l'eau dans le canal. Les paramètres du calcul sont donnés dans le Tableau V-11.

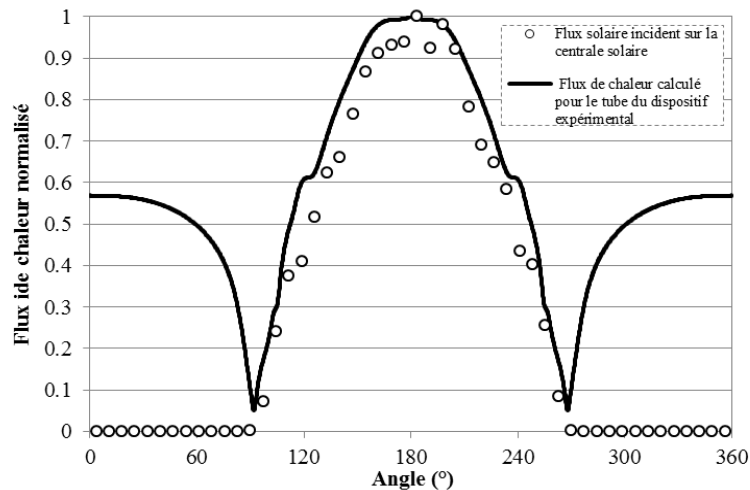
$v_{eau,entrée} (m/s)$	0,55
$D_{ext} (m)$	0,025
$Re_D$	28986
$T_{eau} (°C)$	60
$C_{p,eau} (J/kg/K)$	4183
$\rho_{eau} (kg/m^3)$	983
$\lambda_{eau} (W/m/K)$	0,65
$\mu_{eau} (kg/m/s)$	$4,66 \cdot 10^{-4}$
$T_{tube} (°C)$	34

**Tableau V-11.** Données d'entrée du calcul

La distribution du nombre de Nusselt pour la section d'essais est donnée sur la Figure V-59.

**Figure V-59.** Distribution du nombre de Nusselt pour la section d'essais

Le nombre de Nusselt moyen calculé est de 352. Il est donc attendu une augmentation du nombre de Nusselt de 106% par rapport aux prévisions de la corrélation de Churchill & Bernstein [170] (voir section V.5.5.1). Le chauffage se fera préférentiellement en aval du tube, ce qui peut être intéressant pour des études de chauffage asymétrique, typique des centrales solaires à concentration. Cette comparaison est illustrée sur la Figure V-60, où sont comparés le flux de chaleur incident sur le récepteur d'une centrale solaire, et le flux de chaleur calculé sur le tube du dispositif expérimental.

**Figure V-60.** Comparaison entre le flux de chaleur incident sur le récepteur d'une centrale solaire, et le flux de chaleur calculé sur le tube du dispositif expérimental (maximum sur la partie avale du tube)

Cette distribution de flux pourra être par la suite reprise comme condition aux limites d'un calcul CFD, afin de comparer les résultats expérimentaux à des résultats numériques.

Finalement, la distribution de flux autour de la section d'essais peut être prédite par des calculs numériques, même si une incertitude persiste sur les modèles de turbulence utilisés. Cependant il s'agit d'un outil intéressant pour le dimensionnement d'une telle installation expérimentale.

## ***V.6 Conclusion***

Un dispositif expérimental, répondant pleinement à nos besoins de validation des calculs numériques sur l'évaporation progressive le long d'un tube horizontal, a été conçu et dimensionné. D'une part, l'installation permet une analyse qualitative grâce à la visualisation de l'écoulement d'un fluide réfrigérant en évaporation le long d'un tube transparent. D'autre part, une validation quantitative peut être réalisée, grâce à des mesures de pression, température et vitesses dans l'écoulement.

Après avoir sélectionné le fluide de travail et dimensionné le circuit de façon à pouvoir reproduire les régimes d'écoulement escomptés dans une centrale solaire, différentes solutions concernant le dispositif de chauffe ont été proposées. Il a été retenu un chauffage par écoulement forcé autour du tube de la section d'essais, grâce à un dispositif composé de compartiments et d'un circuit d'eau chaude. Des calculs de dimensionnement hydraulique concernant cette solution ont été réalisés, et des schémas sont proposés suite à des consultations avec des industriels. Enfin, une étude poussée du transfert thermique entre l'écoulement d'eau et le tube de la section d'essais a été menée numériquement, afin de connaître la répartition du flux de chaleur sur ce dernier.



# Conclusion

Les travaux présentés dans cette thèse concernent l'étude de l'évolution des configurations d'écoulement diphasiques liquide-vapeur au cours de l'évaporation dans le tube récepteur des centrales solaires thermodynamiques à génération directe de vapeur. Le but était de développer un modèle permettant la simulation de ces écoulements, depuis le début de la création de la vapeur jusqu'à l'existence de larges structures.

Le contexte technologique et scientifique de l'étude a tout d'abord été présenté dans le chapitre I. Le principe du solaire thermodynamique à concentration et les différents types de centrales ont été introduits, puis la génération directe de vapeur a été décrite comme une source potentielle d'évolution technologique. Cependant elle engendre dans le tube récepteur un écoulement diphasique encore mal compris, source d'instabilités. Certains régimes d'écoulement sont ainsi à éviter, et il est important que la paroi interne ne soit pas asséchée, afin d'évacuer le flux de chaleur imposé par le rayonnement solaire concentré. La prévision des régimes d'écoulement eau-vapeur associés à l'évaporation est encore de nos jours difficile, notamment à cause de la haute pression régnant dans de tels systèmes. C'est pourquoi le recours à la simulation numérique peut être intéressant.

Une étude bibliographique des travaux existants sur le sujet a été réalisée au chapitre II. Elle met en lumière le peu d'études existant sur l'évolution des régimes d'écoulements lors de l'évaporation en configuration horizontale dans les macro-canaux, tant sur le plan numérique qu'expérimental.

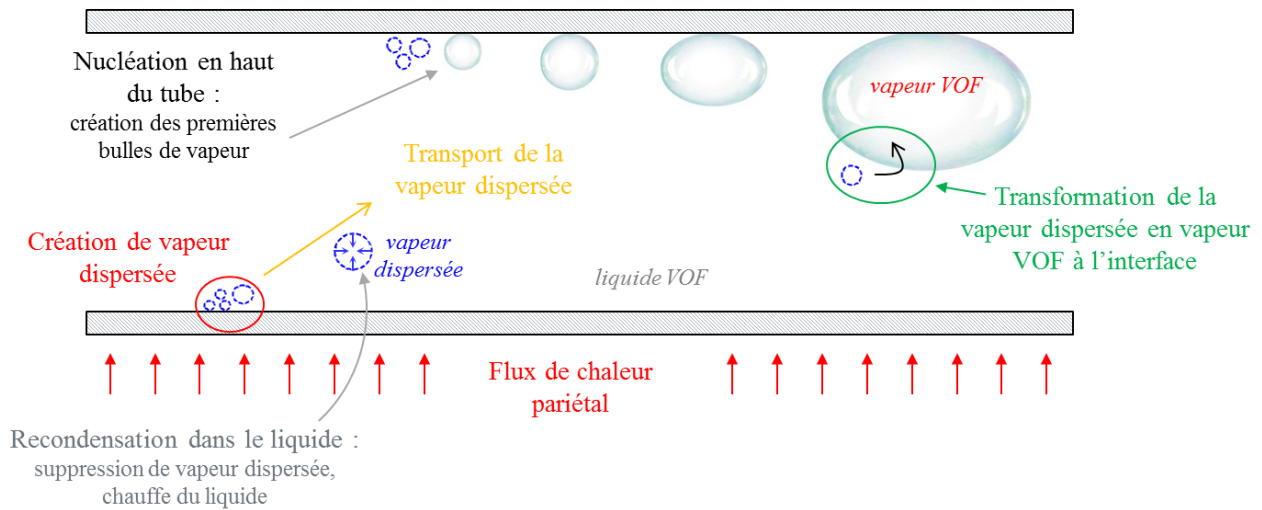
Expérimentalement, la principale difficulté technique consiste à apporter un flux de chaleur à un écoulement tout en pouvant le visualiser (les moyens de chauffe étant en effet le plus souvent opaques). De tels écoulements ont déjà fait l'objet de travaux en micro-canaux, du fait de la réalisation plus aisée du dispositif, et en macro-canaux mais en configuration verticale pour des applications nucléaires.

Sur le plan numérique, des modèles existent soit pour les régimes d'écoulement dispersés, soit pour les écoulements à larges structures liquide-vapeur, faisant intervenir une interface claire entre les deux phases. Les premiers sont principalement développés dans l'industrie du nucléaire, et mettent souvent l'accent sur des phénomènes d'assèchement se déroulant à haut flux. Les travaux utilisant la modélisation d'interface restent rares et sont plutôt utilisés dans d'autres domaines industriels. Il nous a donc paru intéressant de développer un modèle pouvant être utilisé depuis le début de l'ébullition jusqu'à des titres de vapeur élevés.

Ce modèle a été décrit au chapitre III, et mis en œuvre dans le cadre du modèle diphasique VOF du code Fluent permettant une description correcte de l'interface. Après avoir mis en évidence un problème lié à la gestion de l'énergie lors du changement dans le code, une résolution personnalisée en enthalpie de l'équation de l'énergie a été mise en œuvre. La solution proposée est le transport de l'enthalpie par un scalaire personnalisé, et la construction d'un polynôme permettant de relier la température à l'enthalpie.

À la paroi chauffée par un flux constant, la chaleur est transmise au fluide par un changement de phase liquide-vapeur. Ce transfert couplé de chaleur et de masse a été pris en compte entre la paroi et le fluide par l'utilisation d'une corrélation semi-empirique.

Le modèle VOF permet la simulation de l'interface entre le liquide et la vapeur, mais nécessite pour cela un maillage assez fin capable de capturer cette interface. Afin de traiter la vapeur créée en paroi sous l'effet d'un flux de chaleur, et cela sans simuler chacune des bulles, un nouveau scalaire personnalisé a été défini dans la phase liquide du modèle VOF. Il représente le taux de vide de la vapeur dispersée, et est transporté par une équation de conservation personnalisée, par une vitesse relative par rapport à la vitesse du mélange. La Figure Conclusion- 1 représente dans une section verticale de tube les différents phénomènes inclus dans le modèle, et traduits principalement par des termes sources dans les équations de conservation de masse et d'énergie.

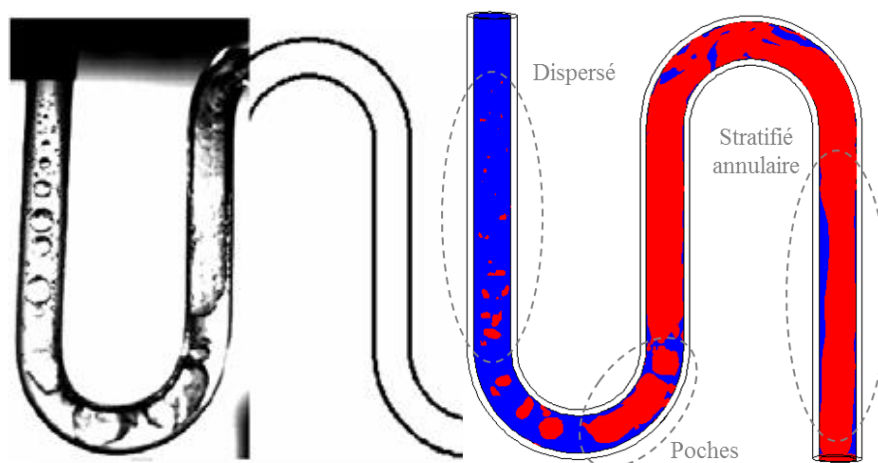


**Figure Conclusion- 1.** Schéma des phénomènes pris en compte dans le modèle.

La nouvelle phase vapeur dispersée permet donc le transport de la vapeur de la paroi chauffée jusqu'à une interface gérée par le modèle VOF. A l'interface, le mécanisme de transfert de masse entre la vapeur dispersée et la vapeur VOF a été défini, permettant ainsi le couplage entre les deux phases vapeur et ainsi *in fine* de pouvoir observer l'évolution de la taille des poches de vapeur. La vapeur dispersée peut également se recondenser dans le liquide sous-refroidi, et ainsi réchauffer le liquide.

Le chapitre IV présente les résultats des simulations diphasiques avec et sans changement de phase. En effet, avant de mettre en application le modèle présenté au chapitre III, le modèle VOF du code Fluent a tout d'abord été utilisé, et son utilisation validée dans le cadre des écoulements adiabatiques intermittents à poches et bouchons. Il a été mis en évidence que le modèle VOF prend correctement en compte la formation des vagues puis des poches en 3D. Pour cela une comparaison quantitative avec des données expérimentales de la littérature a été réalisée, en comparant les fréquences de passage des poches.

Puis, le modèle personnalisé a été mis en œuvre pour simuler des écoulements en évaporation. Il permet de reproduire l'évolution des régimes d'écoulement, et notamment la transition entre le régime dispersé, le régime à poches et le régime stratifié annulaire (Figure Conclusion- 2).



**Figure Conclusion- 2.** Comparaison du cas expérimental n°2 de Yang *et al.* [91] avec nos résultats numériques.

La validation est faite grâce à une étude expérimentale issue de la littérature, en comparant les régimes d'écoulements obtenus pour différents débits de liquide sous l'effet de différents flux de chaleur.

Enfin, le modèle a été appliqué à la simulation de la génération de vapeur dans le tube récepteur d'une centrale solaire, mettant en évidence l'apparition et l'évolution des différents régimes d'écoulement.

Au vu du peu d'installations expérimentales trouvées au chapitre III dans la littérature sur le sujet, et afin de valider au mieux le modèle développé, une installation expérimentale a été conçue et dimensionnée au chapitre V. Elle n'a cependant pas pu être construite dans le cadre de la thèse.

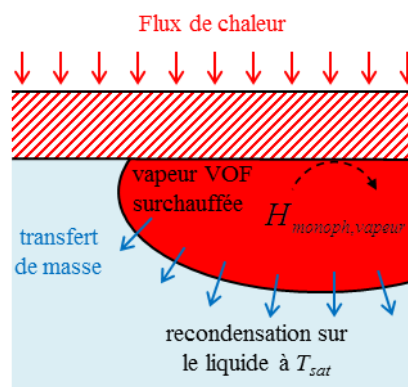
Le fluide de travail a été choisi afin de représenter l'écoulement attendu dans une centrale solaire à concentration. Après une réflexion sur les différents moyens disponibles pour apporter de la chaleur à ce fluide tout en observant son comportement lors de l'évaporation, une méthode a été retenue. Elle consiste en l'apport de chaleur à un tube transparent par l'effet d'un écoulement d'eau chaude perpendiculairement à celui-ci. Ses différents organes ont été définis, et les circuits fluides dimensionnés. L'accent a été mis sur la distribution du flux de chaleur sur la circonférence du tube. Le but à terme est de pouvoir étudier l'effet d'un flux de chaleur non homogène sur le changement de phase, de la même façon que dans une centrale solaire à miroirs de Fresnel dans laquelle les rayonnements solaires sont concentrés sur la partie inférieure des tubes récepteurs.

### *Pistes d'amélioration du modèle*

Le modèle développé dans cette thèse peut permettre de simuler la structure des écoulements diphasiques en évaporation, et a été validé par comparaison avec des données expérimentales. Il reste néanmoins perfectible, et il faut tout d'abord rester conscient des limitations dues aux modèles de fermeture utilisés, notamment sur les champs d'application des corrélations pour le diamètre des bulles de vapeur dispersée, le transfert thermique diphasique (la corrélation de Rohsenow) et le flux critique.

L'ajout de nouvelles fonctions pourrait permettre d'étendre les possibilités du modèle, et pour cela plusieurs pistes sont possibles.

La première piste d'amélioration possible concernant le modèle pourrait être d'ajouter un terme permettant de recondenser la vapeur surchauffée à l'interface avec le liquide (Figure Conclusion- 3).

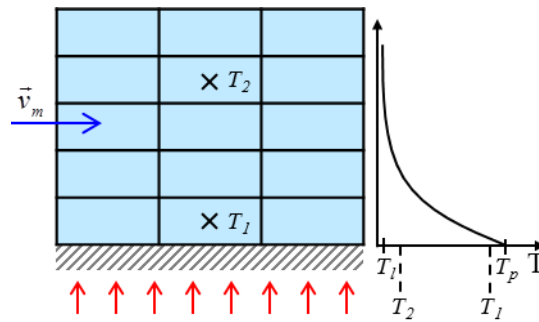


**Figure Conclusion- 3.** Schéma de la recondensation de la vapeur surchauffée sur le liquide à l'interface.

Cela permettrait d'étendre le modèle à des utilisations où les flux de chaleur seraient plus importants, et où l'échange thermique entre la vapeur et la paroi ne serait plus négligeable. Pour cela il faudrait, comme pour le terme source introduit pour la condensation de la vapeur dispersée dans le liquide sous-refroidi, calculer une surface d'échange liquide-vapeur à l'interface et ajouter les termes sources adaptés.

L'utilisation d'une température au centre de l'écoulement plutôt que dans la maille proche de la paroi pour le calcul de la corrélation de Rohsenow donnant le flux de chaleur diphasique en fonction de la surchauffe de la paroi est une autre piste (Figure Conclusion- 4). En effet cette corrélation est construite pour une utilisation avec une température moyenne de liquide dans l'écoulement. Pour cela, une solution serait de calculer une température à une distance adimensionnée de la paroi, de la même façon qu'une solution proposée dans la littérature au chapitre II, ou en s'aidant des expressions de l'évolution de la température dans la couche limite.





**Figure Conclusion- 4.** Différence entre la température de la maille proche de la paroi et au centre de l'écoulement.

De plus, il pourrait être intéressant de tester d'autres corrélations donnant le flux en fonction de la surchauffe à la paroi. En effet, celle de Rohsenow a été initialement développée pour l'eau. La corrélation de Cooper [190] présente l'avantage de dépendre de la pression et de la masse molaire du fluide utilisé, et pourrait être plus adaptée à différents fluides et à différentes conditions de travail.

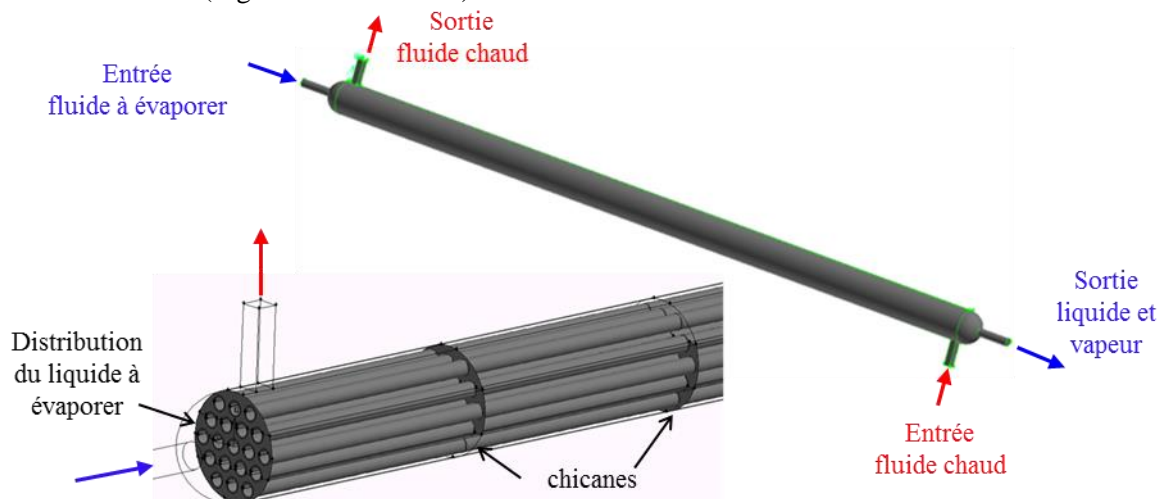
L'équation de l'énergie est résolue dans le modèle de façon personnalisée, en enthalpie, afin de pouvoir prendre en compte l'enthalpie de changement de phase notamment. Or l'équation présentée au chapitre III ne comprend pas de termes turbulents. Certains auteurs ont utilisé la même méthode de résolution en enthalpie, et ont introduit des termes sources représentant l'énergie mécanique, la dissipation irréversible des variations de l'énergie cinétique, et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente [191]. La quantification de l'importance respective de ces termes serait à réaliser, mais ce travail semble intéressant et nous pourrions nous en inspirer pour la suite.

Comme mentionné au chapitre IV, l'utilisation du modèle de turbulence  $k-\omega$  SST a donné de bons résultats dans des études récentes, notamment pour son comportement au niveau de l'interface, et son utilisation pourrait donc être envisagée.

### *Perspectives d'utilisation*

Ce travail a abouti au développement d'un modèle diphasique permettant la simulation des configurations d'écoulement se déroulant lors de l'évaporation en configuration horizontale. Outre son application aux écoulements diphasiques se déroulant dans les centrales solaires thermodynamiques, le modèle pourra également être utilisé dans d'autres cas. En effet, les écoulements diphasiques en évaporation se déroulent dans de nombreux domaines industriels.

Un exemple qui peut être cité est la simulation de l'écoulement en évaporation dans les échangeurs à tubes et calandre horizontaux (Figure Conclusion- 5).



**Figure Conclusion- 5.** Schéma d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre.

Du fait de la maldistribution engendrée par le distributeur dans les tubes, le débit d'entrée varie entre les tubes, impliquant différents régimes d'écoulement à l'intérieur des tubes.

Le modèle utilisant une corrélation d'échange thermique pour l'ébullition en vase (pool boiling), il serait également possible d'envisager la simulation des écoulements dus à l'ébullition sur la paroi extérieure des tubes d'un échangeur tubes et calandre ou de toute autre surface soumise à ébullition.

Il serait aussi intéressant d'élargir le modèle à la configuration verticale. Pour cela, le terme convectif de l'équation de transport de la phase vapeur dispersée devrait sûrement être modifié afin de prendre en compte le départ des bulles proche d'une paroi verticale. De telles questions se sont déjà posées notamment dans le domaine du nucléaire, dont il serait possible de s'inspirer. Une validation dans cette configuration serait alors nécessaire, et permettrait d'élargir encore les champs d'application du modèle.



# Références

- [1] <http://www.developpement-durable.gouv.fr/> , consulté en septembre 2014
- [2] [http://sfp.in2p3.fr/Debat/debat\\_energie/websfp/rivoire.htm](http://sfp.in2p3.fr/Debat/debat_energie/websfp/rivoire.htm) , consulté en septembre 2014
- [3] J. Pye, "System modelling of the compact linear Fresnel reflector." PhD, University of New South Wales, Sydney, Australia (2008)
- [4] M. Eck, E. Zarza, M. Eickhoff, J. Rheinlander, and L. Valenzuela, "Applied research concerning the direct steam generation in parabolic troughs", *Solar Energy*, vol. 74, no. 4, pp. 341-351, (2003).
- [5] T. Hirsch, J. F. Feldhoff, K. Hennecke, and R. Pitz-Paal, "Advancements in the field of direct steam generation in linear solar concentrators - A review", *Heat Transfer Engineering*, vol. 35, no. 3, pp. 258-271, (2014).
- [6] L. M. Murphy and E. Kenneth May, "Steam Generation in Line-Focus Solar Collectors: A Comparative Assessment of Thermal Performance, Operating Stability, and Cost Issues", Solar Energy Research Institute, Golden, CO, USA, SERI/TR-632-1311, 1982.
- [7] R. J. Pederson and E. Kenneth May, "Flow Instability During Direct Steam Generation in a Line-Focus Solar-Collector System", Solar Energy Research Institute, Golden, CO, USA, SERI/TR-632-1354, 1982.
- [8] Y. Taitel and A. E. Dukler, "A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow", *AIChE Journal*, vol. 22, no. 1, pp. 47-55, (1976).
- [9] E. Dagan, M. Müller, and F. Lippke, "Direct solar steam generation in parabolic trough collectors" Almeria: CIEMAT-PSA, Technical Report DISS R-03/92, 1992.
- [10] A. Fernandez-Garcia, E. Zarza, L. Valenzuela, and M. Perez, "Parabolic-trough solar collectors and their applications", *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 14, no. 7, pp. 1695-1721, (2010).
- [11] M. Müller, "Test loop for research on direct steam generation in parabolic trough power plants", *Solar Energy Materials*, vol. 24, no. 1-4, pp. 222-230, (1991).
- [12] M. Müller, "How to master the DSG Process? Some Open Questions", *Proceedings of the 5th Sede Boquer Symposium on Solar Electricity Production*, pp. 203-235 (1993)
- [13] O. Goebel, P. Geskes, M. Geyer, K. Hennecke, and U. Herrmann, "Direkte Dampferzeugung in Parabolrinnen-Solkraftwerken / Génération Directe de Vapeur dans les centrales solaires Cylindro-paraboliques", *Jahrestagung FVS (Forschungsverbund Sonnenenergie), Kassel 1996 (Réunion Annuelle du FSV, Kassel 1996)*, (1996)
- [14] M. Müller and H. Hunold, "Hochdruck-Wasser/Dampf-Versuchsanlage für Experimente mit Zweiphasenströmungen", *Brennstoff-Wärme-Kraft*, vol. 47, no. 6, pp. 269-275, (1995).
- [15] W. Köhler, O. Herbst, and W. Kastner, "Thermal Design of Solar Absorber Tubes with Direct Steam Generation", *8th International Symposium on Solar Thermal Concentrating Technologies*, pp. 767-785 (1996)
- [16] W. Köhler, O. Herbst, W. Kastner, and W. Krätzer, "Basic investigations on direct solar steam generation by water injection (GUDE) Final report" BMBF 0329509A, 1996.
- [17] M. Eck and W. D. Steinmann, "Modelling and design of direct solar steam generating collector fields", *Journal of Solar Energy Engineering, Transactions of the ASME*, vol. 127, no. 3, pp. 371-380, (2005).
- [18] M. Romero-Alvarez and E. Zarza, "Concentrating Solar Thermal Power," in *Handbook of Energy Efficiency and Renewable Energy*, Frank Kreith and D. Yogi Goswami, pp. 21-1-21-98 (2007)
- [19] E. Zarza, "Generación directa de vapor con colectores solares cilindro parabólicos - Proyecto DIrect Solar Steam (DISS)." PhD, University of Sevilla, Spain (2003)
- [20] E. Zarza, L. Valenzuela, J. Leon, K. Hennecke, M. Eck, H. D. Weyers, and M. Eickhoff, "Direct steam generation in parabolic troughs: Final results and conclusions of the DISS project", *Energy*, vol. 29, no. 5-6, pp. 635-644, (2004).
- [21] E. Zarza, M. E. Rojas, L. Gonzalez, J. M. Caballero, and F. Rueda, "INDITEP: The first pre-commercial DSG solar power plant", *Solar Energy*, vol. 80, no. 10, pp. 1270-1276, (2006).
- [22] C. Frank and S. Hein, "The new generation of concentrating solar power plants on the basis of fresnel technology", *VGB PowerTech*, vol. 87, no. 9, pp. 90-12, (2007).
- [23] <http://www.psa.es/webeng/instalaciones/parabolicos.php> , consulté en 2012

- [24] J. F. Feldhoff, M. Eickhoff, L. Keller, J. L. Alonso, M. Meyer-Grünefeldt, L. Valenzuela, J. Pernpeintner, and T. Hirsch, "Status and first results of the DUKE project - Component qualification of new receivers and collectors", vol. 49 pp. 1766-1776 (2013)
- [25] <http://www.solarlite.de/en/projects.cfm> , consulté en septembre 2014
- [26] <http://jppe.dyndns.org/> , consulté en 2012
- [27] [http://en.wikipedia.org/wiki/Solar\\_thermal\\_energy](http://en.wikipedia.org/wiki/Solar_thermal_energy) , consulté en 2012
- [28] <http://www.aveva.com/EN/solar-220/aveva-solar.html> , consulté en septembre 2014
- [29] <http://www.novatecsolar.com/8-1-Projects.html> , consulté en 2012
- [30] [http://en.wikipedia.org/wiki/Compact\\_Linear\\_Fresnel\\_Reflector](http://en.wikipedia.org/wiki/Compact_Linear_Fresnel_Reflector) , consulté en 2012
- [31] L. C. Ruspini, C. P. Marcel, and A. Clausse, "Two-phase flow instabilities: A review", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 71, pp. 521-548, (2014).
- [32] S. Kakac and B. Bon, "A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 3-4, pp. 399-433, (2008).
- [33] S. M. Ghiaasiaan, *Two-Phase Flow, Boiling, and Condensation: In Conventional and Miniature Systems* Cambridge University Press, (2008).
- [34] J. Pye, G. Morrison, and M. Behnia, "Unsteady Effects in Direct Steam Generation in the CLFR", (2007)
- [35] Y. Taitel and D. Barnea, "Transient solution for flow of evaporating fluid in parallel pipes using analysis based on flow patterns", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 37, no. 5, pp. 469-474, (2011).
- [36] S. Natan, D. Barnea, and Y. Taitel, "Direct steam generation in parallel pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 29, no. 11, pp. 1669-1683, (2003).
- [37] E. Zarza, J. I. Ajona, and K. Hennecke, "Project DISS, Development of a new Generation of Solar Thermal Power Stations", *8th International Symposium on Solar Thermal Concentrating Technologies*, pp. 397-415 (1996)
- [38] J. P. Wattelet, J. C. Chato, B. R. Christoffersen, J. A. Gaibel, M. Ponchner, P. J. Kenney, R. L. Shimon, T. C. Villaneuva, N. L. Rhines, K. A. Sweeney, D. G. Allen, and T. T. Hersherberger, "Heat Transfer Flow Regimes of Refrigerants in a Horizontal-Tube Evaporator" ACRC TR-55, 1994.
- [39] J. G. Collier and J. R. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, 3rd ed. Oxford, Oxford University Press, (1994).
- [40] S. G. Kandlikar, *Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation* CRC Press, (1999).
- [41] G. Cubizolles, "Etude stéréologique de la topologie des écoulements diphasiques à haute pression." PhD, Ecole Centrale Lyon (1996)
- [42] O. Baker, "Simultaneous Flow of Oil and Gas", *Oil Gas Journal*, vol. 53, pp. 185-190, (1954).
- [43] J. M. Mandhane, G. A. Gregory, and K. Aziz, "A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 1, no. 4, pp. 537-554, (Oct.1974).
- [44] K. Hashizume, "Flow Pattern and Void Fraction of Refrigerant Two-Phase Flow in a Horizontal Pipe", *Bulletin of the JSME*, vol. 26, no. 219, pp. 1597-1602, (1983).
- [45] D. Steiner, "Heat transfer to boiling saturated liquids," in *VDI-Wärmeatlas, Verein Deutscher Ingenieure*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GCV), Düsseldorf:1993)
- [46] N. Kattan, J. R. Thome, and D. Favrat, "Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 - Development of a diabatic two-phase flow pattern map", *Journal of Heat Transfer*, vol. 120, no. 1, pp. 140-146, (1998).
- [47] O. Zücher, D. Favrat, and J. R. Thome, "Development of a diabatic two-phase flow pattern map for horizontal flow boiling", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 45, no. 2, pp. 291-301, (2002).
- [48] J. R. Thome and J. El Hajal, "Two-Phase Flow Pattern Map for Evaporation in Horizontal Tubes: Latest Version", *Heat Transfer Engineering*, vol. 24, no. 6, pp. 3-10, (2003).
- [49] L. Wojtan, T. Ursenbacher, and J. R. Thome, "Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I - A new diabatic two-phase flow pattern map", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 14, pp. 2955-2969, (2005).
- [50] L. Cheng, G. Ribatski, J. Moreno Quibén, and J. R. Thome, "New prediction methods for CO2 evaporation inside tubes: Part I - A two-phase flow pattern map and a flow pattern based phenomenological model for two-phase flow frictional pressure drops", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 1-2, pp. 111-124, (2008).

- [51] J. Moreno Quibén and J. R. Thome, "Flow pattern based two-phase frictional pressure drop model for horizontal tubes. Part I: Diabatic and adiabatic experimental study", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, no. 5, pp. 1049-1059, (2007).
- [52] R. W. Lockhart and R. C. Martinelli, "Proposed Correlation Data for Isothermal Two-Phase Two-Component Flow in Pipes", *Chemical Engineering Progress*, vol. 45, pp. 39-45, (1949).
- [53] D. Chisholm, "A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow", vol. 10, no. 12, pp. 1767-1778, (1967).
- [54] C. J. Baroczy, "A Systematic Correlation for two-phase Pressure Drop", *Chemical Engineering Progress Symposium Serie*, vol. 62 pp. 232-249 (1965)
- [55] D. Chisholm, "Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 16, no. 2, pp. 347-358, (1973).
- [56] L. Friedel, "Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow", *ROHRE - ROHRELEITUNGSBAU - ROHRELEITUNGSTRANSPORT*, vol. 18, July 1979, pp. 485-491, (1979).
- [57] F. W. Dittus and L. M. K. Boelter, *Heat transfer in automobile radiators of the tubular type* University of California Publications in Engineering, (1930), pp. 443-461.
- [58] *VDI Heat Atlas*, 2nd Edition ed. Düsseldorf, Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH & Co., (2010).
- [59] V. Gnielinski, "Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung", *Forschung im Ingenieurwesen*, vol. 41, no. 5, pp. 145-153, (1975).
- [60] W. H. Jens and P. A. Lottes, "Analysis of heat transfer, burnout, pressure drop and density data for high-pressure water", Argonne National Laboratories, Naval Reactor Division, ANL-4627, 1951.
- [61] J. R. S. Thom, W. W. Walker, T. A. Fallon, and G. F. S. Reising, "Boiling in Subcooled Water During Flow up Heated Tubes or Annuli.", ed. Institute of Mechanical Engineers, Ed. London (1965)
- [62] S. G. Kandlikar, "Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling, and significant void flow regions of subcooled flow boiling", *Journal of Heat Transfer*, vol. 120, no. 2, pp. 395-401, (1998).
- [63] W. M. Rohsenow, "A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling Liquids", *Transactions of ASME*, vol. 74 pp. 969-976 (1952)
- [64] D. H. Lobon, E. Baglietto, L. Valenzuela, and E. Zarza, "Modeling direct steam generation in solar collectors with multiphase CFD", *Applied Energy*, vol. 113, no. 0, pp. 1338-1348, (Jan.2014).
- [65] M. Montout, "Contribution au développement d'une Approche Prédictive Locale de la crise d'ébullition." PhD, Institut National Polytechnique de Toulouse (2009)
- [66] J. C. Chen, "A correlation for boiling heat transfer for saturated fluids in convective flows", *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, vol. 5, no. 3, pp. 322-329, (1966).
- [67] M. M. Shah, "Chart Correlation for Saturated Boiling Heat Transfer: Equations and Further Study", *ASHRAE Transactions*, vol. 88 pp. 185-196 (1982)
- [68] K. E. Gungor and R. H. S. Winterton, "A general correlation for flow boiling in tubes and annuli", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 29, no. 3, pp. 351-358, (1986).
- [69] O. Herbst, A. Fechner, W. Köhler, O. Goebel, and B. Oberle, "Heat transfer behaviour of an absorber tube with direct steam generation by water injection", Banff, Alberta, Canada (1995)
- [70] K. Laufs and F. Mayinger, "Experimental investigation of thermo- and fluid dynamics in a horizontal evaporator tube with injection", ed. S. H. Winoto, Ed. Singapore (1996)
- [71] L. N. Milne-Thomson, *Theoretical Hydrodynamics*, 4th ed. London, MacMillan & Co Ltd, (1962).
- [72] A. K. Vij and W. E. Dunn, "Modeling of Two-Phase Flows in Horizontal Tubes", University of Illinois, Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, USA, ACRC TR-098, 1996.
- [73] M. Czapp, C. Muller, P. Aguas Fernández, and T. Sattelmayer, "High-speed Stereo and 2D PIV Measurements of Two-phase Slug Flow in a Horizontal Pipe", Lisbon, Portugal (2012)
- [74] E. T. Hurlburt and T. J. Hanratty, "Prediction of the transition from stratified to slug and plug flow for long pipes", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 28, no. 5, pp. 707-729, (2002).
- [75] P. Y. Lin and T. J. Hanratty, "Prediction of the initiation of slugs with linear stability theory", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 12, no. 1, pp. 79-98, (1986).
- [76] M. T. Valecillos, C. H. Romero, M. A. M-írquez, and S. D. Vergara, "Computational estimation of bubble gas velocity for slug flow pattern in horizontal pipes using image processing technique",

- ASME 2012 Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM 2012, vol. 1 pp. 1219-1227 (2012)
- [77] N. I. Heywood and J. F. Richardson, "Slug flow of air-water mixtures in a horizontal pipe: Determination of liquid holdup by  $\gamma$ -ray absorption", *Chemical Engineering Science*, vol. 34, no. 1, pp. 17-30, (1979).
- [78] C. Vallée, D. Lucas, M. Beyer, H. Pietruske, P. Schütz, and H. Carl, "Experimental CFD grade data for stratified two-phase flows", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 240, no. 9, pp. 2347-2356, (2010).
- [79] I. Manolis, M. Mendes-Tatsis, and G. Hewitt, "The effect of pressure on slug frequency in two-phase horizontal flow", *Multiphase Flow 1995. Proceedings of the Second International Conference on Multiphase Flow*, pp. 347-354, (1995).
- [80] P. M. Ujang, C. J. Lawrence, C. P. Hale, and G. F. Hewitt, "Slug initiation and evolution in two-phase horizontal flow", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 32, no. 5, pp. 527-552, (2006).
- [81] M. Czapp, M. Utschick, J. Rutzmoser, and T. Sattelmayer, "Investigations on Slug Flow in a Horizontal Pipe Using Stereoscopic Particle Image Velocimetry and CFD Simulation with Volume Of Fluid Method", *Proc. of the 20th Int. Conf. on Nucl. Eng.*, vol. 3 Anaheim, California, USA pp. 477-486 (2012)
- [82] C. Vallée, T. Höhne, H. M. Prasser, and T. Sühnel, "Experimental investigation and CFD simulation of horizontal stratified two-phase flow phenomena", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 238, no. 3, pp. 637-646, (2008).
- [83] Y. Bartosiewicz, J. M. Seynhaeve, C. Vallée, T. Höhne, and J.-M. Lavieville, "Modeling free surface flows relevant to a PTS scenario: Comparison between experimental data and three RANS based CFD-codes. Comments on the CFD-experiment integration and best practice guideline", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 240, no. 9, pp. 2375-2381, (2010).
- [84] L. Cheng, G. Ribatski, and J. R. Thome, "Two-phase flow patterns and flow-pattern maps: Fundamentals and applications", *Applied Mechanics Reviews*, vol. 61, no. 1-6, pp. 0508021-05080228, (2008).
- [85] C. Huh and M.-H. Kim, "An experimental investigation of flow boiling in an asymmetrically heated rectangular microchannel", *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 30, no. 8, pp. 775-784, (Aug.2006).
- [86] E. Galvis and R. Culham, "Measurements and flow pattern visualizations of two-phase flow boiling in single channel microevaporators", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 42, no. 0, pp. 52-61, (June2012).
- [87] W. Owhaib, B. Palm, and C. Martin-Callizo, "Flow boiling visualization in a vertical circular minichannel at high vapor quality", *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 30, no. 8, pp. 755-763, (Aug.2006).
- [88] T.-H. Yen, M. Shoji, F. Takemura, Y. Suzuki, and N. Kasagi, "Visualization of convective boiling heat transfer in single microchannels with different shaped cross-sections", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 49, no. 21-22, pp. 3884-3894, (Oct.2006).
- [89] J. R. Thome, "Boiling in microchannels: a review of experiment and theory", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 25, no. 2, pp. 128-139, (Apr.2004).
- [90] S. Yin, J. Zhang, L. Tong, Y. Yao, and L. Wang, "Experimental study on flow patterns for water boiling in horizontal heated tubes", *Chemical Engineering Science*, vol. 102, pp. 577-584, (2013).
- [91] Z. Yang, X. F. Peng, and P. Ye, "Numerical and experimental investigation of two phase flow during boiling in a coiled tube", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 5-6, pp. 1003-1016, (2008).
- [92] M. Meng and X. F. Peng, "Influence of U-bend heterogeneous effects on bubble dynamics and local flow boiling heat transfer in hairpin tubes", *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, no. 10, pp. 2016-2026, (2011).
- [93] M. Meng, Z. Yang, Y. Y. Duan, and Y. Chen, "Boiling flow of R141b in vertical and inclined Serpentine Tubes", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 57, no. 1, pp. 312-320, (2013).
- [94] M. Huang, Z. Yang, Y. Y. Duan, and D. J. Lee, "Bubble growth for boiling bubbly flow for R141b in a serpentine tube", *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, vol. 42, no. 5, pp. 727-734, (2011).
- [95] H. L. Wu, X. F. Peng, P. Ye, and Y. Eric Gong, "Simulation of refrigerant flow boiling in serpentine tubes", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 50, no. 5-6, pp. 1186-1195, (2007).

- [96] R. Revellin, V. Dupont, T. Ursenbacher, J. R. Thome, and I. Zun, "Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5 mm channel", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 32, no. 7, pp. 755-774, (July2006).
- [97] A. S. Pamitran, K. I. Choi, J. T. Oh, and P. Hrnjak, "Characteristics of two-phase flow pattern transitions and pressure drop of five refrigerants in horizontal circular small tubes", *International Journal of Refrigeration*, vol. 33, no. 3, pp. 578-588, (2010).
- [98] A. W. Bennett, G. F. Hewitt, H. A. Kearsley, R. K. F. Keeys, and P. M. C. Lacey, "Flow Visualization Studies of Boiling at High Pressure", *Inst. Mech. Eng. Proc. 1965-1966*, vol. 180, Part 3C pp. 260-270 (1965)
- [99] J. Barbosa, G. F. Hewitt, and S. M. Richardson, "Forced convective boiling of steam–water in a vertical annulus at high qualities", *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 26, no. 1, pp. 65-75, (Apr.2002).
- [100] M. M. Shah, "Visual Observations in an Ammonia Evaporator", *ASHRAE Transactions*, vol. 81, no. pt 1, pp. 295-306, (1975).
- [101] M. M. Shah, "Heat Transfer, Pressure Drop, Visual Observation, Test Data for Ammonia Evaporating Inside Pipes", *ASHRAE Trans*, vol. 84, pp. 38-59, (1978).
- [102] G. N. Danilova, V. M. Azarskov, B. B. Zemskov, A. A. Malyshev, and V. K. Kirin, "Heat Transfer and Two-Phase Flow of Freons in Evaporators of Refrigerators", *Heat transfer - Soviet research*, vol. 18, no. 6, pp. 18-23, (1984).
- [103] K. Laufs and F. Mayinger, "Experimentelle Untersuchung der Thermo- Und Fluidodynamik in einem horizontalen Verdampferrohr mit Einspritzung", vol. 68, no. 12, pp. 1574-1578, (1996).
- [104] C. C. Wang, C. S. Chiang, and J. G. Yu, "An experimental study of in-tube evaporation of R-22 inside a 6.5-mm smooth tube", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 19, no. 3, pp. 259-269, (1998).
- [105] J. Weisman, D. Duncan, J. Gibson, and T. Crawford, "Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 5, no. 6, pp. 437-462, (1979).
- [106] R. J. da Silva Lima, J. Moreno Quibén, C. Kuhn, T. Boyman, and J. R. Thome, "Ammonia two-phase flow in a horizontal smooth tube: Flow pattern observations, diabatic and adiabatic frictional pressure drops and assessment of prediction methods", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 9-10, pp. 2273-2288, (2009).
- [107] R. Mastrullo, A. W. Mauro, J. R. Thome, D. Toto, and G. P. Vanoli, "Flow pattern maps for convective boiling of CO<sub>2</sub> and R410A in a horizontal smooth tube: Experiments and new correlations analyzing the effect of the reduced pressure", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 55, no. 5-6, pp. 1519-1528, (Feb.2012).
- [108] M. Padilla, R. Revellin, P. Haberschill, A. Bensafi, and J. Bonjour, "Flow regimes and two-phase pressure gradient in horizontal straight tubes: Experimental results for HFO-1234yf, R-134a and R-410A", *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, no. 6, pp. 1113-1126, (2011).
- [109] ANSYS Inc., "*Ansys Fluent Theory Guide*" (2013)
- [110] M. Manninen, V. Taivassalo, and S. Kallio, "On the mixture model for multiphase flow", VTT Publications, 1996.
- [111] T. Bo, "CFD Homogeneous Mixing Flow Modelling to Simulate Subcooled Nucleate Boiling Flow", pp. 1512-1516 (2004)
- [112] G. Li, S. Fu, Y. Liu, Y. Liu, S. Bai, and L. Cheng, "A homogeneous flow model for boiling heat transfer calculation based on single phase flow", *Energy Conversion and Management*, vol. 50, no. 7, pp. 1862-1868, (2009).
- [113] K. Robinson, "IC Engine Coolant Heat Transfer Studies." PhD Thesis, University of Bath, UK (2001)
- [114] F. Krause, S. Schüttenberg, and U. Fritsching, "Modelling and simulation of flow boiling heat transfer", *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, vol. 20, no. 3, pp. 312-331, (2010).
- [115] W. H. Lee, "A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Modeling", Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, Technical Report LA-UR 79-975, 1979.
- [116] S. Das and H. Punekar, "On development of a semi-mechanistic wall boiling model", vol. 8 B (2013)



- [117] D. H. Lobon, L. Valenzuela, and E. Baglietto, "Modeling the dynamics of the multiphase fluid in the parabolic-trough solar steam generating systems", *Energy Conversion and Management*, vol. 78, pp. 393-404, (2014).
- [118] N. Kurul and M. Z. Podowski, "On the modeling of multidimensional effects in boiling channels", *Proceedings of the 27th National Heat Transfer Conference*, pp. 30-40 (1991)
- [119] J. C. Jo, W. S. Kim, C. Y. Choi, and Y. K. Lee, "Numerical simulation of subcooled flow boiling heat transfer in helical tubes", *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, vol. 131, no. 1, pp. 0113051-0113059, (2009).
- [120] C. C. Bartolomei and V. M. Chanturiya, "Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes", *Thermal Engineering*, vol. 14, pp. 123-128, (1967).
- [121] C. C. St Pierre and S. G. Bankoff, "Vapor volume profiles in developing two-phase flow", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 10, no. 2, pp. 237-249, (1967).
- [122] J. C. Lai and B. Farouk, "Numerical simulation of subcooled boiling and heat transfer in vertical ducts", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 36, no. 6, pp. 1541-1551, (1993).
- [123] S. Ragunathan, "Numerical simulation of single phase and boiling microjet impingement." PhD, University of Alaska Fairbanks (2008)
- [124] S. Narumanchi, A. Troshko, D. Bharathan, and V. Hassani, "Numerical simulations of nucleate boiling in impinging jets: Applications in power electronics cooling", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 1-2, pp. 1-12, (2008).
- [125] N. Basu, G. R. Warrier, and V. K. Dhir, "Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part I - Model development", *Journal of Heat Transfer*, vol. 127, no. 2, pp. 131-140, (2005).
- [126] N. Basu, G. R. Warrier, and V. K. Dhir, "Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part II - Model validation", *Journal of Heat Transfer*, vol. 127, no. 2, pp. 141-148, (2005).
- [127] G. H. Yeoh, S. C. P. Cheung, J. Y. Tu, and M. K. M. Ho, "Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 15-16, pp. 3840-3853, (2008).
- [128] R. W. Bowring, "Physical Model Based on Bubble Detachment and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel" Institutt for Atomenergi, Halden, Norway, Holden Reactofl Project Report HPR-10, 1962.
- [129] R. T. Lahey, "A Mechanistic Subcooled Boiling Model", *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference*, pp. 293-297 (1978)
- [130] B. Koncar, E. Krepper, and Y. Egorov, "CFD modelling of subcooled flow boiling for nuclear engineering applications", *Proceedings of the International Conference "Nuclear Energy for New Europe 2005"*, p. 140 (2005)
- [131] B. Koncar and E. Krepper, "CFD simulation of convective flow boiling of refrigerant in a vertical annulus", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 238, no. 3, pp. 693-706, (2008).
- [132] B. Koncar and E. Krepper, "CFD Simulation of Forced Convective Boiling in Heated Channels", pp. 673-684 (2010)
- [133] E. Krepper, B. Koncar, and Y. Egorov, "CFD modelling of subcooled boiling-Concept, validation and application to fuel assembly design", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 237, no. 7, pp. 716-731, (2007).
- [134] E. Krepper and R. Rzehak, "CFD for subcooled flow boiling: Simulation of DEBORA experiments", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 241, no. 9, pp. 3851-3866, (2011).
- [135] B. Koncar and M. Borut, "Wall function approach for boiling two-phase flows", *Nuclear Engineering and Design*, vol. 240, no. 11, pp. 3910-3918, (2010).
- [136] B. A. Kader, "Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 24, no. 9, pp. 1541-1544, (1981).
- [137] R. P. Roy, S. Kang, J. A. Zarate, and A. Laporta, "Turbulent subcooled boiling flow - Experiments and simulations", *Journal of Heat Transfer*, vol. 124, no. 1, pp. 73-93, (2002).
- [138] E. Manon, "Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression." PhD, Ecole Centrale Paris (2000)
- [139] A. Ioilev, M. Samigulin, V. Ustinenko, P. Kucheroova, A. Tentner, S. Lo, and A. Splawski, "Advances in the modeling of cladding heat transfer and critical heat flux in boiling water reactor fuel assemblies", *Proceedings - 12th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, NURETH-12*, (2007)
- [140] A. Tentner, S. Lo, A. Splawski, A. Ioilev, V. Melnikov, M. Samigulin, V. Ustinenko, and S. Melnikova, "Computational fluid dynamics modeling of two-phase flow topologies in a boiling

- water reactor fuel assembly", *Proceedings of the 16th International Conference on Nuclear Engineering, ICONE*, vol. 3 pp. 430-440 (2008)
- [141] A. Tentner, W. D. Pointer, T. Sofu, D. Weber, S. Lo, and A. Splawski, "Development and validation of an extended two-phase computational fluid dynamics model for the analysis of boiling flow in reactor fuel assemblies", *Societe Francaise d'Energie Nucleaire - International Congress on Advances in Nuclear Power Plants - ICAPP 2007, "The Nuclear Renaissance at Work"*, vol. 5 pp. 2682-2691 (2008)
- [142] G. F. Hewitt and D. N. Roberts, "Study of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography", Atomic Energy Research Establishment Harwell, AERE-M2159, 1969.
- [143] H. Li, S. A. Vasquez, H. Penukar, and R. Muralikrishnan, "Prediction of Boiling and Critical Heat Flux using an Eulerian Multiphase Boiling Model", *Proceedings of the ASME 2011 International Mechanical Engineering Congress & Exposition*, (2011)
- [144] W. J. Rider and D. B. Kothe, "Reconstructing Volume Tracking", *Journal of Computational Physics*, vol. 141, no. 2, pp. 112-152, (Apr.1998).
- [145] I. Lun, R. K. Calay, and A. E. Holdo, "Modelling two-phase flows using CFD", *Applied Energy*, vol. 53, no. 3, pp. 299-314, (1996).
- [146] T. Frank, "Numerical Simulation of Slug Flow Regime for an Air-Water Two-Phase Flow in Horizontal Pipes", *11th Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11)*, Avignon, France pp. 1-13 (2005)
- [147] T. Höhne and J. P. Mehlhoop, "Validation of closure models for interfacial drag and turbulence in numerical simulations of horizontal stratified gas-liquid flows", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 62, pp. 1-16, (2014).
- [148] S. C. K. De Schepper, G. J. Heynderickx, and G. B. Marin, "CFD modeling of all gas-liquid and vapor-liquid flow regimes predicted by the Baker chart", *Chemical Engineering Journal*, vol. 138, no. 1-3, pp. 349-357, (2008).
- [149] S. C. K. De Schepper, G. J. Heynderickx, and G. B. Marin, "Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker", *Computers and Chemical Engineering*, vol. 33, no. 1, pp. 122-132, (2009).
- [150] M. Khalij, S. Moissette, P. Gardin, J. L. Borean, and B. Oesterlé, "Numerical simulation of subcooled boiling in a turbulent channel flow", *Progress in Computational Fluid Dynamics*, vol. 6, no. 1-3, pp. 179-186, (2006).
- [151] I. Celik, A. Badeau, S. Kandil, W. Wilson, and P. Chang, "Modeling of droplet formation in stratified immiscible liquid-liquid flows", *Journal of Hydraulic Research*, vol. 43, no. 1, pp. 86-97, (2005).
- [152] S. S. Kutateladze, "Heat Transfer in Condensation and Boiling" AEC-tr-3770, USAEC, 1952.
- [153] N. Züher, "Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer" AEC Report, AECU-4439, 1959.
- [154] Y. Taitel and A. E. Dukler, "A theoretical approach to the Lockhart-Martinelli correlation for stratified flow", *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 2, no. 5-6, pp. 591-595, (1976).
- [155] S. S. Agrawal, G. A. Gregory, and G. W. Govier, "An analysis of horizontal stratified two phase flow in pipes", *Can. J. Chem. Eng.*, vol. 51, no. 3, pp. 280-286, (June1973).
- [156] G. H. Abdul-Majeed, "Liquid holdup in horizontal two-phase gas-liquid flow", *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 15, no. 2-4, pp. 271-280, (1996).
- [157] V. Hernandez-Perez, M. Abdulkadir, and B. J. Azzopardi, "Grid generation issues in the CFD modelling of two-phase flow in a pipe", *Journal of Computational Multiphase Flows*, vol. 3, no. 1, pp. 13-26, (2011).
- [158] ANSYS Inc., "*Gambit 2.4.6 User's Guide*" (2007)
- [159] M. Meng, X. F. Peng, P. Ye, and Y. Y. Duan, "Bubble dynamical behavior and thermal non-equilibrium during flow boiling in U-turn bends of hairpin tubes", vol. 48, no. 6, pp. 1177-1186, (2009).
- [160] M. Huang, Z. Yang, Y. Y. Duan, and B. X. Wang, "Bubble movements at boiling bubbly flow in a horizontal serpentine tube", *2011 IEEE 3rd International Conference on Communication Software and Networks, ICCSN 2011*, pp. 278-282 (2011)
- [161] <http://xsteam.sourceforge.net/>, consulté en octobre 2014
- [162] H. C. Ünal, "Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m<sup>2</sup>", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 19, no. 6, pp. 643-649, (1976).

- [163] M. Eck, R. Uhlig, M. Mertins, A. Haberle, and H. Lerchenmuller, "Thermal load of direct steam-generating absorber tubes with large diameter in horizontal linear fresnel collectors", *Heat Transfer Engineering*, vol. 28, no. 1, pp. 42-48, (2007).
- [164] L. Wojtan, T. Ursenbacher, and J. R. Thome, "Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part II - Development of a new heat transfer model for stratified-wavy, dryout and mist flow regimes", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 48, no. 14, pp. 2970-2985, (2005).
- [165] <http://www.rbnano.fr/>, consulté en septembre 2014
- [166] R. A. Smith, "FM10: Pressure loss coefficients for single-phase flow in T-junctions," in *HTFS Handbook vol.2* Harwell and National Engineering Laboratory 1987)
- [167] E. M. Sparrow, J. P. Abraham, and J. C. K. Tong, "Archival correlations for average heat transfer coefficients for non-circular and circular cylinders and for spheres in cross-flow", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, no. 24, pp. 5285-5296, (2004).
- [168] V. T. Morgan, "The Overall Convective Heat Transfer from Smooth Circular Cylinders," 11 ed 1975, pp. 199-264.
- [169] A. Zhukauskas, "Heat Transfer from Tubes in Crossflow," 18 ed 1987, pp. 87-159.
- [170] S. W. Churchill and M. Bernstein, "A Correlating Equation for Forced Convection From Gases and Liquids to a Circular Cylinder in Crossflow", *Journal of Heat Transfer*, vol. 99, no. 2, pp. 300-306, (May 1977).
- [171] W. A. Khan, J. R. Culham, and M. M. Yovanovich, "Fluid flow and heat transfer from a cylinder between parallel planes", *Journal of thermophysics and heat transfer*, vol. 18, no. 3, pp. 395-403, (2004).
- [172] J. Perkins and G. Leppert, "Local heat-transfer coefficients on a uniformly heated cylinder", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 7, no. 2, pp. 143-158, (1964).
- [173] L. Perez, "Développement, Étude de Performances et Intégration de Sondes Thermiques pour la Caractérisation de l'Encrassement d'Échangeurs Tubulaires à Courants Croisés." PhD, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (2003)
- [174] R. P. Bharti, R. P. Chhabra, and V. Eswaran, "A numerical study of the steady forced convection heat transfer from an unconfined circular cylinder", *Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung*, vol. 43, no. 7, pp. 639-648, (2007).
- [175] G. E. Karniadakis, "Numerical simulation of forced convection heat transfer from a cylinder in crossflow", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 31, no. 1, pp. 107-118, (1988).
- [176] C. F. Lange, F. Durst, and M. Breuer, "Momentum and heat transfer from cylinders in laminar crossflow at  $10^{-4} < Re < 200$ ", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 22, pp. 3409-3430, (1998).
- [177] R. A. Ahmad, "Steady-State Numerical Solution of the Navier-Stokes and Energy Equations around a Horizontal Cylinder at Moderate Reynolds Numbers from 100 to 500", *Heat Transfer Engineering*, vol. 17, no. 1, pp. 31-81, (1996).
- [178] Y. T. Yang, C. K. Chen, and S. R. Wu, "Transient laminar forced convection from a circular cylinder using a body-fitted coordinate system", *Journal of thermophysics and heat transfer*, vol. 6, no. 1, pp. 184-188, (1992).
- [179] C. Liang and G. Papadakis, "Large eddy simulation of pulsating flow over a circular cylinder at subcritical Reynolds number", *Computers and Fluids*, vol. 36, no. 2, pp. 299-312, (2007).
- [180] K. Szczepanik, A. Ooi, L. Aye, and G. Rosengarten, "A Numerical Study of Heat Transfer from a Cylinder in Cross Flow", (2004)
- [181] G. Medic and P. A. Durbin, "Toward improved prediction of heat transfer on turbine blades", *Journal of Turbomachinery*, vol. 124, no. 2, pp. 187-192, (2002).
- [182] J. W. Scholten and D. B. Murray, "Unsteady heat transfer and velocity of a cylinder in cross flow - I. Low freestream turbulence", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 10, pp. 1139-1148, (1998).
- [183] J. W. Scholten and D. B. Murray, "Unsteady heat transfer and velocity of a cylinder in cross flow - II. High freestream turbulence", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 10, pp. 1149-1156, (1998).
- [184] J. C. Uribe and D. Laurence, "Calculations on a heated cylinder case" University of Manchester, UK, 2007.
- [185] Z. Péter, "Modelling and simulation of the ice melting process on a current-carrying conductor." PhD Thesis, Université du Québec, Chicoutimi (2006)
- [186] C. Zhang, "Modeling and simulation of melting process in a snow sleeve on overhead conductors." PhD Thesis, (2011)
- [187] A. R. Figueiredo and D. X. Viegas, "External forced convection around a circular cylinder near a plane boundary", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 31, no. 1, pp. 47-53, (Jan. 1988).

- 
- [188] D. K. Walters and D. Cokljat, "A three-equation eddy-viscosity model for reynolds-averaged navier-stokes simulations of transitional flow", *Journal of Fluids Engineering*, vol. 130, no. 12, pp. 1214011-12140114, (2008).
  - [189] D. K. Walters and D. Cokljat, "A three-equation eddy-viscosity model for reynolds-averaged navier-stokes simulations of transitional flow", *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, vol. 130, no. 12, pp. 1214011-12140114, (2008).
  - [190] M. G. Cooper, "Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling-A Wide-Ranging Examination Using Reduced Properties," in *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, pp. 157-239 (1984)
  - [191] A. J. Nowak, J. Smolka, Z. Bulinski, A. Fic, M. Palacz, K. Banasiak, and A. Hafner, "Transport phenomena during transcritical flow of real fluid (R744) within ejector - homogeneous model", *Proc. of the 101th Eurotherm seminar (HEAT2014) - Transport Phenomena in Multiphase Systems*, Cracovie, Pologne (2014)



# Liste des figures et tableaux

## Liste des figures

Figure I-1. Principe de l'énergie solaire thermodynamique.....	5
Figure I-2. Principe d'un concentrateur parabolique (Photo : Stirling Energy Systems).....	6
Figure I-3. Principe d'un récepteur central à tour (Photo : Solar Two, U.S. Department of Energy).....	6
Figure I-4. Principe d'un récepteur cylindro-parabolique (Photo : Valle 1 et 2, Torresol Energy) .....	7
Figure I-5. Principe d'une centrale solaire à miroirs de Fresnel (Photo : Kimberlina, Areva Solar) .....	7
Figure I-6. Les deux réservoirs de stockage de la centrale Gemasolar.....	8
Figure I-7. A gauche, centrale avec un circuit primaire et un circuit secondaire. A droite, centrale à génération directe de vapeur.....	9
Figure I-8. Modes de fonctionnement des centrales solaires à génération directe de vapeur, proposés par Eck <i>et al.</i> [4] .....	10
Figure I-9. Schéma de l'installation adiabatique du projet HIPRESS [11] .....	11
Figure I-10. Carte d'écoulement de l'installation HIPRESS, à une pression de 100 bar, pour un diamètre de 23,4 mm et un flux imposé de 30 kW/m <sup>2</sup> [13] .....	12
Figure I-11. Vue en coupe du tube de l'installation Benson, disposition des cordons chauffants [15] .....	13
Figure I-12. Schéma de l'installation DISS [18].....	14
Figure I-13. Photo de l'installation FRESDEMO [23] .....	15
Figure I-14. Photo d'un concentrateur Solarlite 4600 [25] .....	16
Figure I-15. En haut, technologie originale des miroirs de Fresnel. En bas, concept du CLFR [3].....	16
Figure I-16. Centrale de Kimberlina (Areva Solar).....	17
Figure I-17 . Centrale de Puerto Errado 1 (PE1, Novatec) .....	17
Figure I-18. Evaporation progressive le long du récepteur d'une centrale solaire à miroirs de Fresnel .....	18
Figure I-19. Caractéristique de différence de pression en fonction du débit, pour un couple circuit-évaporateur [33].....	18
Figure I-20. Modification de la courbe caractéristique de l'évaporateur, en plaçant une réduction de section à l'entrée du récepteur [34] .....	19
Figure I-21. Configurations d'écoulement lors du processus d'évaporation .....	20
Figure I-22. Configurations d'écoulement dans un tube horizontal.....	20
Figure I-23. Carte d'écoulement de Mandhane [43]. .....	22
Figure I-24. Carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8].....	22
Figure I-25. Carte d'écoulement de Wojtan, tracée pour le R-22 à $T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$ dans un tube de diamètre interne 13,84 mm, pour un flux de chaleur de 2,1 kW/m <sup>2</sup> [51] .....	22
Figure I-26. Courbe d'ébullition lors de l'écoulement d'un fluide sur une surface chauffée ou à l'intérieur d'un tube [40].....	26
Figure I-27. Différence entre les informations disponibles dans les modèles mono et tridimensionnels.....	27
Figure II-1. Schéma des forces s'exerçant sur une petite perturbation de l'interface liquide-gaz. ....	32
Figure II-2. Processus de formation d'une vague puis d'une poche [73] .....	32
Figure II-3. Fréquence de passage de poches en fonction de la distance à l'entrée [80]. ....	33
Figure II-4. Dispositif expérimental utilisé par Czapp et al. [73;81].....	33
Figure II-5. Champs de vitesse en une position fixe en fonction du temps [73]. ....	34
Figure II-6. Installation HAWAC et détail de l'entrée [78]. ....	34
Figure II-7. Photographies de la première moitié du canal ( $z = 0 - 3,2 \text{ m}$ ) après l'entrée, $\Delta t = 50 \text{ ms}$ [78]. ...	35
Figure II-8. Procédé de fabrication de l'élément de chauffe par des procédés de microélectronique [85]. ....	36
Figure II-9. Procédé de fabrication du micro-canal [85]. ....	36

Figure II-10. Section d'essais, composée d'un micro-canal et d'un élément chauffant (à gauche) et résultats (à droite) [85].....	36
Figure II-11. Installation expérimentale pour l'étude sur un micro-évaporateur (à gauche), résultats (à droite) [86] .....	37
Figure II-12. Vue au microscope électronique à balayage d'une nano-couche de TCO (à gauche), visualisations (à droite) [88].....	37
Figure II-13. Schéma de l'installation expérimentale de Yin <i>et al.</i> [90] .....	38
Figure II-14. Effet du flux de chaleur sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur variable et un flux massique fixé en entrée [90].....	39
Figure II-15. Effet du flux massique sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur constant et un flux massique variable en entrée [90].....	39
Figure II-16. Effet du diamètre sur l'évolution des régimes d'écoulement lors de l'évaporation, pour un flux de chaleur variable et un flux massique fixé en entrée [90] .....	40
Figure II-17. Schéma de l'installation expérimentale de Yang <i>et al.</i> [91] .....	40
Figure II-18. Photographie de la section d'essais, évolution du régime d'écoulement [91] .....	41
Figure II-19. Photographies des observations expérimentales de Yang <i>et al.</i> [91] .....	42
Figure II-20. Installation expérimentale utilisée par Shah (à gauche), détails de la zone de visualisation et des cordons chauffants (à droite) [100;101] .....	43
Figure II-21. Evolution du régime stratifié avec la variation de vitesse massique (vue de côté) [103] .....	44
Figure II-22. Régimes d'écoulement pour différents titres à un flux massique de 50 kg/m <sup>2</sup> /s [104].....	44
Figure II-23. Régime intermittent pour un écoulement d'ammoniac à un titre de 0,06 et un flux massique de 180 kg/m <sup>2</sup> /s [47] .....	44
Figure II-24. Photo de l'évaporateur (avant isolation) et des zones de visualisation [106] .....	45
Figure II-25. Ecoulement d'ammoniac à un titre de 0,11 et un flux massique de 50 kg/m <sup>2</sup> /s [106].....	45
Figure II-26. Ecoulement de CO <sub>2</sub> à un flux massique de 350 kg/m <sup>2</sup> /s à des titres de (a) $x = 0,10$ (b) $x = 0,24$ (c) $x = 0,69$ [107].....	45
Figure II-27. Schéma de l'installation expérimentale de Padilla <i>et al.</i> [108].....	46
Figure II-28. Système optique permettant la prise de vue simultanée du haut et du côté du tube (à gauche) Photo de l'écoulement de HFO-1234yf à un flux massique de 300 kg/m <sup>2</sup> /s et un titre de 0,05 (à droite) [108] .....	46
Figure II-29. Notion de taux de vide. A gauche, une bulle de vapeur (blanche) dans du liquide (bleu). A droite, représentation du taux de vide dans les mailles .....	48
Figure II-30. Schéma du cas horizontal, le mur est chauffé par une température constante [111].....	50
Figure II-31. Résultats de validation pour le cas horizontal, pour une vitesse en entrée de 0,25 m/s (à gauche) et 1 m/s (à droite) [111] .....	51
Figure II-32. Ajout d'une vitesse relative de la vapeur normale à la surface [114] .....	52
Figure II-33. Profil de taux de vide à une distance de 200 m de l'entrée du champ solaire [64].....	53
Figure II-34. Schéma de principe du partitionnement du flux pariétal.....	55
Figure II-35. A gauche, schéma de principe de l'utilisation de régimes d'écoulement par mailles [140] A droite, représentation schématique de la fonction de transition utilisée [141] .....	58
Figure II-36. Interface réelle et interface reconstruite par la méthode PLIC [144] .....	60
Figure II-37. A gauche, résultats expérimentaux ( $\Delta t = 0,05s$ entre les images). A droite, résultats numériques [82] .....	62
Figure II-38. Régimes d'écoulements reproduits avec le modèle VOF (liquide en rouge, vapeur en bleu) [148] A gauche, régimes (a) stratifié, (b) à vagues, (c) à poches, (d) à larges poches A droite, régimes (a) annulaire, (b) à bulles, (c) dispersé.....	63
Figure II-39. Ecoulement diphasique en évaporation de gasoil dans des tubes horizontaux Le liquide est représenté en rouge, la vapeur en bleu [149].....	63
Figure II-40. Géométrie, conditions aux limites et photographie de l'installation étudiée par Yang <i>et al.</i> [91] .....	64

Figure II-41. Comparaison des résultats expérimentaux et numériques (liquide en blanc, vapeur en noir) [91]	65
Figure II-42. A gauche : installation expérimentale, à droite domaine simulé [150]	66
Figure II-43. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales [150]	66
Figure III-1. Schéma des phénomènes pris en compte dans le modèle.	71
Figure III-2. Température calculée par un bilan de puissance 1D, et températures moyennées sur des sections calculées en 3D avec Fluent.	72
Figure III-3. Relation entre température et enthalpie pour le réfrigérant R141b, obtenue grâce à la résolution personnalisée de l'équation de l'énergie.	75
Figure III-4. Géométrie et maillage utilisé pour la validation du transport de l'énergie.	76
Figure III-5. Champ de température	76
Figure III-6. Températures calculées par Fluent et par le modèle personnalisé, ainsi que l'erreur associée.	76
Figure III-7. Principe de la discrétisation du transport de la vapeur. A gauche, maillage fin pour la résolution des interface, à droite le même volume avec un maillage plus grossier et la vapeur discrétisée.	77
Figure III-8. Transport de la vapeur dispersée.	78
Figure III-9. Lien entre la vitesse de mélange, la vitesse relative et la vitesse de la vapeur dispersée.	78
Figure III-10. Détermination des mailles amont et aval, pour le calcul de la vitesse relative.	80
Figure III-11. Vitesse utilisée pour le transport de la vapeur dispersée.	80
Figure III-12. Géométrie du cas de validation du transport de la vapeur dispersée. En rouge, les mailles avec une source volumique de vapeur ( $0,1 \text{ kg/m}^3/\text{s}$ ).	81
Figure III-13. Valeurs du taux de vide (a) de vapeur et (b) de vapeur dispersée, pour des temps (1) $t = 0,5 \text{ s}$ et (2) $t = 1,0 \text{ s}$ dans la partie amont du canal.	82
Figure III-14. Taux de vide de vapeur et de vapeur dispersée en fonction de la distance axiale, (à gauche) $t = 0,5 \text{ s}$ , (à droite) $t = 1,0 \text{ s}$ .	82
Figure III-15. Transfert de chaleur et de masse à la paroi.	83
Figure III-16. Schéma de l'échange de chaleur proche de la paroi.	83
Figure III-17. Flux d'ébullition en fonction de la surchauffe de la paroi au cube.	85
Figure III-18. Flux surfaciques et volumiques.	85
Figure III-19. Représentation schématique du phénomène d'assèchement de la paroi.	85
Figure III-20. Représentation du transfert de la vapeur dispersée dans une large structure de vapeur VOF.	86
Figure III-21. Représentation schématique des mailles donneuses et receveuses à proximité de l'interface.	87
Figure III-22. Schématisation bidimensionnelle de l'interface liquide-vapeur.	87
Figure III-23. En haut, taux de vide de vapeur VOF, présence d'une interface. En bas à gauche, mailles Donneuses colorées en fonction du nombre de Receveuses adjacentes. En bas à droite, mailles Receveuses colorées en fonction du nombre de Donneuses adjacentes.	89
Figure III-24. Formation des premières bulles de vapeur VOF.	90
Figure III-25. Recondensation de la vapeur dispersée dans le liquide.	90
Figure III-26. Représentation schématique du processus de recondensation de la vapeur dispersée.	90
Figure III-27. Localisation des termes source d'énergie personnalisés.	92
Figure III-28. Termes sources personnalisés pour l'équation de transport de la vapeur dispersée.	93
Figure IV-1. Relation entre le paramètre de Martinelli et la hauteur d'eau dans un canal [8].	98
Figure IV-2. Vue en perspective de la géométrie et du maillage utilisé.	99
Figure IV-3. En bas, évolution du taux de liquide dans le canal, pour un taux de vide en entrée de 50%, et des vitesses superficielles de liquide et de gaz respectivement $J_l = 1 \text{ m/s}$ et $J_g = 0,5 \text{ m/s}$ . En haut, le liquide est représenté en bleu et la vapeur en rouge.	99
Figure IV-4. Taux de présence du liquide dans le canal calculé par le modèle VOF, comparaison aux prédictions du modèle de Taitel et Dukler [8].	100
Figure IV-5. Limite de stabilité de Kelvin-Helmholtz dans un tube	101
Figure IV-6. Taux de vide dans un tube (liquide en bleu, gaz en rouge). $L = 10\text{m}$ , $J_g = 0,5 \text{ m/s}$ , $J_l = 1 \text{ m/s}$ , $t = 8,8225 \text{ s}$ .	101



Figure IV-7. Taux de présence de liquide en fonction de la distance à l'entrée. $L = 10\text{m}$ , $J_g = 0,5 \text{ m/s}$ , $J_l = 1 \text{ m/s}$ .	102
Figure IV-8. Accélération de la vapeur lors de la formation d'une vague (vecteurs vitesse colorés par leur norme, en m/s).	102
Figure IV-9. Pression totale lors de la formation d'une vague (en Pa)	102
Figure IV-10. Formation d'une vague observée lors d'un calcul avec le modèle VOF. Taux de vide en entrée de 50%, $J_l = 1 \text{ m/s}$ et $J_g = 0,5 \text{ m/s}$ .	103
Figure IV-11. Comparaison des résultats monophasiques expérimentaux [81] avec nos résultats numériques. A gauche, cas D, à droite, cas E.	104
Figure IV-12. Evolution temporelle d'une poche.	104
Figure IV-13. Evolution temporelle d'un écoulement intermittent. Comparaison entre les données expérimentales de Czapp <i>et al.</i> [81] (en noir) et la simulation numérique à différentes distances de l'entrée (en couleurs).	105
Figure IV-14. Points correspondants aux cas étudiés, placés sur une carte de Taitel et Dukler [8].	106
Figure IV-15. Comportement des différents cas autour de la limite de stabilité.	107
Figure IV-16. (a) Cas n°4, écoulement à poches ( $t = 8,798 \text{ s}$ ) (b) Cas n°5, écoulement stratifié à vagues ( $t = 8,917 \text{ s}$ ).	107
Figure IV-17. Evolution temporelle à une distance de 7,18 m de l'entrée, au passage d'une vague (cas n°1).	108
Figure IV-18. Schéma du dispositif expérimental de Ujang <i>et al.</i> [80] et condition d'entrée numérique.	109
Figure IV-19. Coupe transversale du maillage utilisé	109
Figure IV-20. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas c [80].	110
Figure IV-21. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas d [80].	110
Figure IV-22. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales pour le cas e [80].	110
Figure IV-23. Géométrie et dimensions du domaine de calcul, d'après la section d'essais de Yang <i>et al.</i> [91]. En pointillés, la continuité de la géométrie réelle.	112
Figure IV-24. Vue isométrique de la géométrie de l'installation expérimentale de Yang <i>et al.</i> [91].	112
Figure IV-25. Diagramme pression-enthalpie du fluide R-141b (ASHRAE, 1992).	114
Figure IV-26. Schéma des conditions aux limites.	115
Figure IV-27. A gauche, cas expérimental n°1 de Yang <i>et al.</i> [91]. A droite, résultat de nos calculs.	117
Figure IV-28. Champ de pression, cas n°1.	117
Figure IV-29. Surpression dans une bulle de vapeur, cas n°1.	118
Figure IV-30. Champ de température pour le cas n°1.	118
Figure IV-31. Évolution temporelle de la création d'une bulle.	119
Figure IV-32. Vues du maillage transversal. A gauche, cas de référence. A droite, après raffinement.	120
Figure IV-33. Influence du maillage sur la création des bulles de vapeur.	120
Figure IV-34. Illustration du changement de la valeur du taux de vide pour une même masse de vapeur dans une maille proche de la paroi.	120
Figure IV-35. Comparaison de la zone saturée avec et sans raffinement du maillage.	121
Figure IV-36. Effet du raffinement sur la forme des bulles. A gauche, cas de référence, à droite le cas raffiné.	121
Figure IV-37. Effet de la relaxation du maillage. A gauche, cas de référence, à droite le cas avec le maillage relaxé.	122
Figure IV-38. Variation des conditions de fonctionnement. Comparaison des cas expérimentaux n°1, 2, 4 et 5 de Yang <i>et al.</i> [91] avec nos résultats numériques.	124
Figure IV-39. Détail du cas n°4.	125
Figure IV-40. Vue de côté de l'écoulement en évaporation. Profil de taux de vide, détail sur l'écoulement stratifié annulaire. Champ des vecteurs vitesse, accélération locale.	126
Figure IV-41. Accélération de la vapeur due à l'expansion volumique sur le cas n°2, zoom et remise à l'échelle de la Figure IV-40.	126

Figure IV-42. Effet de la condition de sortie en pression sur la vitesse du fluide, sur la face de sortie, cas n°1.	127
Figure IV-43. Effet de la condition de sortie en pression sur la vitesse du fluide, sur un plan vertical.	127
Figure IV-44. Effet de l'allongement du domaine de calcul.	128
Figure IV-45. Effet de la tension superficielle sur la structure de l'écoulement.	128
Figure IV-46. Schéma de l'angle de contact d'une goutte et d'une bulle.	129
Figure IV-47. Effet de l'angle de contact (en haut, $\theta = 45^\circ$ , en bas, $\theta = 135^\circ$ ) sur la forme des structures de vapeur.	129
Figure IV-48. Géométrie et maillage utilisé.	130
Figure IV-49. Evolution des vitesses superficielles de liquide et de gaz lors de l'évaporation pour une longueur de 30 m, correspondant au cas numérique étudié. Les points sont placés sur une carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8].	131
Figure IV-50. Evolution des régimes d'écoulement le long du tube récepteur d'une centrale solaire à concentration.	132
Figure IV-51. Passage de vagues en sortie du tube pour le cas nominal.	133
Figure IV-52. À droite, champ de température (en $^\circ\text{C}$ ), à une distance de 25 m de l'entrée. À gauche, taux de présence de vapeur dispersée, et interface liquide-vapeur.	134
Figure IV-53. Récepteur solaire composé de plusieurs tubes en parallèle. Le tube central reçoit potentiellement plus de débit que les autres.	134
Figure IV-54. Effet de l'augmentation du débit d'entrée sur la carte d'écoulement de Taitel et Dukler [8].	135
Figure IV-55. Régimes d'écoulement à différentes distances de l'entrée.	135
Figure IV-56. Passage de vagues et de poches en sortie du tube dans le cas d'une augmentation de débit de 30%	136
Figure V-1. Evolution des régimes d'écoulement dans un tube horizontal	141
Figure V-2. Schéma fluide de l'installation	142
Figure V-3. Carte de Taitel & Dukler, tracée pour les propriétés physiques de la centrale solaire	142
Figure V-4. Carte de Taitel & Dukler, tracée pour les propriétés physiques de l'installation expérimentale	143
Figure V-5. Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de l'installation expérimentale.	144
Figure V-6. Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de la centrale solaire.	144
Figure V-7. Carte de Wojtan tracée pour les propriétés physiques et les points de fonctionnement de la centrale solaire superposée à celle pour les propriétés et les points de fonctionnement de l'installation expérimentale	144
Figure V-8. Schéma fluide du circuit de réfrigérant.	145
Figure V-9. Mise en place des sondes à fil chaud pour la mesure de vitesse locale dans l'écoulement	146
Figure V-10. Schéma de principe du dépôt de TCO	147
Figure V-11. Schéma du système de chauffe par infrarouges	148
Figure V-12. Schéma de principe du chauffage par écoulement d'eau chaude	149
Figure V-13. Schéma de la zone de visualisation.	149
Figure V-14. Principe des compartiments. En haut, un seul compartiment, un fort débit est nécessaire. En bas, séparation en quatre compartiments, alimentation en série, le débit est divisé par quatre.	150
Figure V-15. Schéma du circuit de chauffe	152
Figure V-16. Schéma de principe des distributeurs	152
Figure V-17. Détail des compartiments, inclinaison	152
Figure V-18. Croquis et dimensions des compartiments	153
Figure V-19. Vue en coupe d'un distributeur, dimensions	153
Figure V-20. Schéma de l'installation expérimentale	153
Figure V-21. Schéma du distributeur	154
Figure V-22. Schéma du distributeur étudié	155

Figure V-23. Taille et disposition des trous du distributeur .....	156
Figure V-24. Schéma de la composition de la moitié d'un distributeur .....	156
Figure V-25. Schéma d'une solution entièrement en plexiglas, avec les canaux inclinés (iConcept/UFP)....	157
Figure V-26. Alternative avec canaux droits et injection perpendiculaire (iConcept/UFP).....	157
Figure V-27. Calcul de l'échange de chaleur d'un écoulement confiné perpendiculairement à un tube.....	159
Figure V-28. Schéma d'un tube confiné entre deux parois .....	159
Figure V-29. Différents types d'écoulements en fonction du nombre de Reynolds [173].....	160
Figure V-30. Comparaison des calculs de Szczepanik <i>et al.</i> Avec les données expérimentales de Scholten <i>et al.</i> .....	161
Figure V-31. Détail du maillage utilisé par Uribe <i>et al.</i> .....	161
Figure V-32. Comparaison des modèles de turbulence aux résultats expérimentaux de Scholten <i>et al.</i> .....	161
Figure V-33. (A gauche) Résultats expérimentaux de Scholten <i>et al.</i> [182] pour différents nombres de Reynolds (A droite) Résultats expérimentaux de Figueiredo <i>et al.</i> [187] .....	162
Figure V-34. Schéma du cylindre et définition de l'angle utilisé .....	162
Figure V-35. Détail de maillages grossiers .....	163
Figure V-36. Maillage avec un raffinement à la paroi.....	163
Figure V-37. Maillage "très raffiné" avec 600 mailles sur le tour du tube .....	163
Figure V-38. Maillage structuré .....	164
Figure V-39. Maillage similaire à l'étude de Uribe <i>et al.</i> .....	164
Figure V-40. Simulation avec le modèle k- $\epsilon$ et comparaison avec les données expérimentales de Scholten <i>et al.</i> [182] .....	164
Figure V-41. Maillage similaire à Péter <i>et al.</i> [185] .....	165
Figure V-42. Maillage similaire à Zhang <i>et al.</i> [186] .....	165
Figure V-43. Maillage utilisé pour la simulation du transfert thermique en convection forcée autour d'un tube à haut Reynolds .....	166
Figure V-44. Détail du maillage utilisé .....	166
Figure V-45. Schéma de la stratégie de maillage .....	166
Figure V-46. Comparaison des résultats numériques avec les données expérimentales de Scholten <i>et al.</i> [182] .....	167
Figure V-47. Données expérimentales de Scholten <i>et al.</i> [182] .....	167
Figure V-48. Norme des vecteurs vitesse (m/s) .....	168
Figure V-49. Analyse de sensibilité au maillage .....	168
Figure V-50. Comparaison des modèles de turbulence pour Re = 21580 .....	169
Figure V-51. Comparaison des modèles k- $\omega$ et transition k-kl- $\omega$ pour Re = 7190 .....	170
Figure V-52. Comparaison des modèles k- $\omega$ et transition k-kl- $\omega$ pour Re = 21580 .....	170
Figure V-53. Comparaison des modèles k- $\omega$ et transition k-kl- $\omega$ pour Re = 50350 .....	170
Figure V-54. Champs de vitesse de l'écoulement, sillage turbulent avec le modèle k- $\omega$ SST (à gauche) et avec le modèle de transition k-kl- $\omega$ (à droite).....	171
Figure V-55. Comparaison des modèles de turbulence avec les données de Figueiredo <i>et al.</i> [187].....	172
Figure V-56. Schéma du domaine confiné .....	172
Figure V-57. Effet du confinement pour un nombre de Reynolds de 21580, données de Scholten <i>et al.</i> [182] .....	173
Figure V-58. Effet du confinement pour un nombre de Reynolds de 32600, données expérimentales de Figueiredo <i>et al.</i> [187] .....	173
Figure V-59. Distribution du nombre de Nusselt pour la section d'essais .....	174
Figure V-60. Comparaison entre le flux de chaleur incident sur le récepteur d'une centrale solaire, et le flux de chaleur calculé sur le tube du dispositif expérimental (maximum sur la partie aval du tube) .....	174
Figure Conclusion- 1. Schéma des phénomènes pris en compte dans le modèle. ....	178

Figure Conclusion- 2. Comparaison du cas expérimental n°2 de Yang <i>et al.</i> [91] avec nos résultats numériques. ....	178
Figure Conclusion- 3. Schéma de la recondensation de la vapeur surchauffée sur le liquide à l'interface. ..	179
Figure Conclusion- 4. Différence entre la température de la maille proche de la paroi et au centre de l'écoulement. ....	180
Figure Conclusion- 5. Schéma d'un échangeur de chaleur à tubes et calandre. ....	180

### ***Liste des tableaux***

Tableau I-1. Fluides caloporteurs utilisés par les différentes technologies de centrales solaires à concentration, pour des centrales de grande taille produisant de l'électricité. ....	9
Tableau I-2. Paramètres de fonctionnement de la "Benson Test Rig" [15]. ....	13
Tableau II-1. Grille des cas expérimentaux [91] ....	41
Tableau II-2. Tableau récapitulatif des possibilités des différents modèles diphasiques du logiciel Fluent ...	67
Tableau III-1. Paramètres du calcul mettant en évidence le problème ....	72
Tableau III-2. Tableau des interactions entre cellules Donneuses et Receveuses. ....	88
Tableau IV-1. Description des cas expérimentaux monophasiques D et E de Czapp <i>et al.</i> [81]. ....	103
Tableau IV-2. Propriétés physiques utilisées pour le calcul. ....	103
Tableau IV-3. Description du cas expérimental G de Czapp <i>et al.</i> [81]. ....	104
Tableau IV-4. Description des cas étudiés. ....	106
Tableau IV-5. Cas expérimentaux de Ujang <i>et al.</i> [80]. ....	109
Tableau IV-6. Propriétés physiques du fluide frigorigène R-141b utilisé, à pression atmosphérique. ....	113
Tableau IV-7. Propriétés physiques de la paroi en quartz. ....	113
Tableau IV-8. Propriétés physiques de la paroi en quartz. ....	114
Tableau IV-9. Conditions aux limites imposées. ....	115
Tableau IV-10. Paramètres des maillages correspondant aux cas étudiés dans les sections précédentes, comparaison avec le cas de référence. ....	122
Tableau IV-11. Liste des cas testés, correspondant à ceux de Yang <i>et al.</i> [91]. ....	123
Tableau IV-12. Propriétés physiques de l'eau à 100 bar. ....	131
Tableau V-1. Propriétés physiques du HFE-7000 (données de 3M) ....	143
Tableau V-2. Influence de la découpe en compartiments. ....	150
Tableau V-3. Dimensionnement du chauffe-eau ....	151
Tableau V-4. Estimation du temps de chauffe. ....	151
Tableau V-5. Calcul de dimensionnement du distributeur en faisant varier la taille et le nombre de trous ..	155
Tableau V-6. Affinement du dimensionnement, compte tenu des contraintes en pression. ....	155
Tableau V-7. Calcul de la puissance thermique nécessaire au changement de phase ....	158
Tableau V-8. Calcul du coefficient d'échange d'un écoulement d'eau chaude autour du tube de la section d'essais ....	159
Tableau V-9. Maillages testés ....	168
Tableau V-10. Comparaison des nombres de Nusselt moyen entre les données expérimentales et numériques ....	171
Tableau V-11. Données d'entrée du calcul ....	174

# Résumé

## Étude des écoulements avec changement de phase : application à l'évaporation directe dans les centrales solaires à concentration

Les travaux présentés dans cette thèse concernent l'étude de l'évolution des régimes d'écoulements diphasiques lors de l'évaporation progressive dans un canal horizontal. Le but est de mieux comprendre l'écoulement à l'intérieur d'un tube récepteur d'une centrale solaire à concentration à génération directe de vapeur. Cette technologie, présentée comme une amélioration des systèmes actuels pouvant permettre une réduction des coûts, consiste en la production de vapeur directement sous l'effet du rayonnement solaire concentré. La prévision de l'écoulement liquide-vapeur alors généré dans le tube est encore de nos jours difficile, c'est pourquoi le recours à la simulation numérique est intéressant. Pour cela un modèle a été développé permettant la simulation de ces écoulements, depuis le début de la création de la vapeur jusqu'à l'existence de larges poches. Basé sur le modèle diphasique VOF du code Fluent, par l'ajout de fonctions personnalisées et d'une phase dispersée supplémentaire, il permet de modéliser différents phénomènes liés au processus d'évaporation : création en paroi, transport, recondensation et création de larges structures. Ce développement a été mis en œuvre pour simuler des écoulements en évaporation, permettant de reproduire l'évolution des régimes d'écoulement. La validation est faite grâce à une étude expérimentale de la littérature, en comparant les régimes d'écoulements obtenus pour différents débits de liquide et sous l'effet de différents flux de chaleur. Enfin, le modèle a été appliqué à la simulation de la génération de vapeur dans le tube récepteur d'une centrale solaire, mettant en évidence l'apparition et l'évolution des différents régimes d'écoulement. Au vu du peu d'installations expérimentales trouvées dans la littérature sur le sujet, et afin de valider au mieux les fonctions développées, une installation expérimentale a été conçue et dimensionnée.

**Mots clés :** Diphasique, CFD, simulation numérique 3D, évaporation, régimes d'écoulement, tube horizontal.

# Abstract

## Study of evaporating two-phase flow: applications to direct steam generation in concentrated solar power plants

This PhD thesis is about the study of two-phase flow patterns evolution during progressive evaporation in horizontal tubes. The goal is to better understand the flow regimes inside a receiver tube of a concentrated solar power plant with direct steam generation. This technological evolution allows vapor production directly inside the solar field, which can lead to cost reductions. A two-phase liquid-vapor flow occurs inside the tube, which is currently still difficult to predict. Numerical simulation is an interesting way to investigate these complex phenomena. A model has been developed in order to simulate the flow patterns, from first vapor generation to large vapor slugs. It is based on Fluent software's two-phase VOF model, to which are added user-defined functions and a new dispersed phase. Different phenomena linked to the evaporating process are taken into account: vapor creation at the wall, its transport, recondensation and large structures creation. The model is used to simulate evaporating flows, and retrieves well two-phase flow patterns evolution. Validation is made using experimental data from the literature, by comparing flow regimes obtained for different flow rates and heat fluxes. Finally numerical simulation of direct steam generation inside a concentrated solar plant receiver is conducted, clearly showing apparition and evolution of two-phase flow patterns. Because few experimental data were found in the literature concerning evaporating two-phase flows visualization, a new experimental apparatus has been conceived and sized in order to better validate our numerical results.

**Keywords:** Two-phase flow, CFD, 3D numerical simulation, evaporation, flow patterns, horizontal tube.